HANDBUCH DER ASTROPHYSIK

HERAUSGEGEBEN VON

G EBERHARD A KOHLSCHUTTER
H LUDENDORFF

BAND I

GRUNDLAGEN DER ASTROPHYSIK

ERSTER TEIL

BERLIN
VERLAG VON JULIUS SPRINGER
1933

GRUNDLAGEN DER ASTROPHYSIK

ERSTER TEIL

BEARBEITET VON

W E. BERNHEIMER · G EBERHARD
ALBERT KÖNIG · ARTHUR KÖNIG · K. W MEISSNER
C RUNGE † · H SCHULZ

MIT 299 ABBILDUNGEN

BERLIN
VERLAG VON JULIUS SPRINGER
1933

Inhaltsverzeichnis.

Kapitel 1

Grundlagen der theoretischen Optik

Von Professor Dr H SCHULZ, Berlin

(Mit 50 Abbildungen)

Kapitel 2

Das Fernrohr

Von Dr ALBERT KONIG, Jena

(Mit 138 Abbildungen)

Kapitel 3

Spektroskopie

Von Professor Dr. C. RUNGE †, Göttingen

Ergänzt von Professor Dr K W MEISSNER, Frankfurt a M

(Mit 24 Abbildungen)

Kapitel 4

Sternspektrographie und Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten

Von Professor Dr G EBERHARD, Potsdam

(Mit 27 Abbildungen)

Kapitel 5

Apparate und Methoden zur Messung der Gesamtstrahlung der Himmelskorper.

Von Dr. W E Bernheimer, Wien

(Mit 53 Abbildungen.)

Kapitel 6

Reduktion photographischer Himmelsaufnahmen

Von Dr ARTHUR KONIG, Jena

(Mit 7 Abbildungen)

Kapitel 1

Grundlagen der theoretischen Optik.

Von

H. SCHULZ-Berlin

Mit 50 Abbildungen

a) Polarisation

1. Grundlagen. Die theoretische Optik, solange sie sich nicht mit der Frage der Entstehung des Lichtes und seiner besonderen Natur befaßt, sondern nur eine Erklärung der Erscheinungen geben soll, die als räumliche oder zeitliche Änderungen der Energieverteilung, zuweilen auch als Überlagerungsvorgänge aufgefaßt werden müssen, kann sich meist auf die klassischen Vorstellungen der Wellentheorie beschränken, obwohl in einigen Sonderfällen ein Hineinbeziehen des Begriffs Lichtquant nicht zu umgehen ist. Im wesentlichen handelt es sich bei der Polarisation des Lichtes ebenso wie bei der Beugung und Interferenz um rein mathematische Beziehungen zwischen den Amplituden und Phasen der im einfachsten Falle als Sinusschwingungen zu betrachtenden Lichtwellen und den Ortsgrößen. Daher ist auch zunächst keine Annahme über die Natur des Trägers der Lichtwellen notwendig, nur eine Festlegung des Wellencharakters.

Die der modernen Optik fernei liegende Deutung des Lichtes als eines mechanischen Vorganges sei daher hier nur erwähnt und als Grundlage die elektromagnetische Theorie angenommen, die aus den allgemeinen Feldgleichungen für isotrope homogene Medien für die Lichtausbreitung folgert, wenn als Fortpflanzungsrichtung die positive x-Achse gewählt wird:

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{E}_x &= 0, & \mathfrak{H}_x &= 0,\\
\mathfrak{E}_y &= \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} f\left(t - \frac{x}{q}\right), & \mathfrak{H}_y &= -g\left(t - \frac{x}{q}\right),\\
\mathfrak{E}_z &= \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} g\left(t - \frac{x}{q}\right), & \mathfrak{H}_z &= f\left(t - \frac{x}{q}\right).
\end{aligned}\right\} \tag{1}$$

Die den elektrischen Vektor $\mathfrak{E}$ und den magnetischen $\mathfrak{H}$ bestimmenden Funktionen g und f sind als eindeutig, sonst aber beliebig anzusehen und brauchen zunächst nicht einmal periodisch zu sein. Beide Funktionen können unabhängig voneinander sein und bei Reflexion oder Brechung nach besonderen Gesetzen sich ändern, können aber auch teilweise oder ganz voneinander abhängig (kohärent) sein. Die Möglichkeit der Inkohärenz ist aber an die Bedingung geknüpft, daß für eine sehr große Zahl verschiedener Werte des Argumentes dieselben Werte von f und g sich ergeben, was nur dann sein kann, wenn die Funktionen f und g mit hoher Frequenz periodisch sind. Man betrachtet daher die Lichtausbreitung als eine Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen[1], und zwar handelt

[1] Handb. der Astrophysik III, 1. Kap., S. 1 (1930).

es sich um Transversalwellen, bei denen der die Amplitude darstellende Vektor senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung ist. Zu jedem elektrischen Vektor gehört ein magnetischer, so daß es genügt, das Verhalten eines derselben zu bestimmen, um die möglichen Veränderungen durch Reflexion oder Brechung angeben zu können.

Die Lehre von der Polarisation des Lichtes bezieht sich auf die Veränderungen der Vektoren, die durch die Funktionen f und g dargestellt sind. Durch ihr verschiedenes Verhalten bei der Reflexion und Brechung an der Grenzfläche optisch verschiedener, also durch verschiedene Werte von ε gekennzeichneter Medien lassen sich die Komponenten f und g trennen, ebenso auch durch Einwirkung geeigneter Blenden (Gitterpolarisation), ferner durch Einlagerung mehr oder weniger fein verteilter Materie in das ursprünglich vorhandene Medium (Stäbchen- und Plattendoppelbrechung, Polarisation durch Streuung in trüben Medien).

Besondere Erscheinungen zeigen sich bei denjenigen Körpern, bei denen die Dielektrizitätskonstante ε von der Richtung abhängig ist und somit auch für die Funktionen f und g verschiedene Werte annehmen kann. Ein solches Verhalten kann entweder durch die Struktur des Molekulargitters bedingt sein (Kristalle), oder es kann durch äußere mechanische oder thermische Einflüsse hervorgerufen werden (akzidentelle Doppelbrechung).

Von Bedeutung für die Astrophysik sind vor allem die in trüben Medien auftretenden Änderungen des Polarisationszustandes insofern, als alle Himmelserscheinungen nur durch die Atmosphäre hindurch beobachtet werden können und die durch sie hindurchgehenden Lichtwellen in ihr durch Staub, Wasserteilchen in fester, flüssiger und gasförmiger Beschaffenheit und schließlich durch die Luftmoleküle selbst beeinflußt werden. Zum Nachweis dieser, Lage und Größe der Vektoren $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ betreffenden Einflüsse werden vorwiegend die bei Reflexion, Brechung und Doppelbrechung auftretenden Amplituden- und Phasenänderungen benutzt, so daß letztere die Grundlage für die Kenntnis der Wirkungsweise der hierher gehörigen Beobachtungsinstrumente bilden.

2. Reflexion und Brechung[1]. Das physikalische Problem der Reflexion und Brechung führt im Falle isotroper homogener Körper zunächst zu der Folgerung, daß außer der einfallenden Welle eine reflektierte und eine gebrochene vorhanden sein muß (Abb. 1), für die aus den allgemeinen Gleichungen und den Grenzbedingungen das Reflexions- und Brechungsgesetz in der bekannten Form

$$\left.\begin{aligned} i' &= \pi - i, \\ \frac{\sin i}{\sin r} &= \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} = n \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

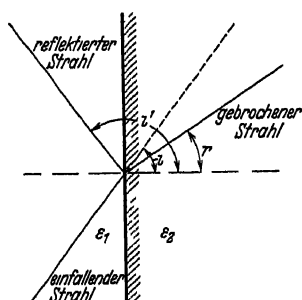



Abb. 1. Reflexion und Brechung bei isotropen Körpern.

(n = Brechungszahl) folgt, für die Wellenfunktionen f_2 und g_2 der reflektierten und diejenigen f_1' und g_1' der gebrochenen Welle findet man dann in Abhängigkeit von denen f_1 und g_1 des einfallenden Lichtes

$$f_2 = \mu f_1, \qquad g_2 = \sigma g_1,$$
$$f_1' = \mu' f_1, \qquad g_1' = \sigma' g_1,$$

wobei die Proportionalitätskonstanten, die als FRESNELsche Koeffizienten bezeichnet werden, die Werte haben

$$\left.\begin{aligned} \mu &= \frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)}, & \sigma &= -\frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)}, \\ \mu' &= \frac{\sin 2i}{\sin(i+r)\cos(i-r)}, & \sigma' &= \frac{\sin 2i}{\sin(i+r)} \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

[1] M. PLANK, Einführung in die theor. Optik. Leipzig 1927.

Betrachtet man nunmehr, wie vorher bemerkt, als maßgebend für die Fortpflanzung der Lichtwellen den elektrischen Vektor und bezeichnet demgemäß als Schwingungsebene die durch elektrische Feldstärke und Strahlrichtung bestimmte Ebene, so folgt, daß für einen bestimmten Winkel i_B, für den

$$\operatorname{tg} i_B = n$$

ist (BREWSTERscher Winkel), μ verschwindet und das reflektierte Licht nur noch eine Schwingung enthält, die senkrecht zur Einfallsebene ist. Letztere heißt dann die Polarisationsebene, das unter dem Polarisationswinkel i_B reflektierte Licht selbst linear polarisiert. Es stellt den einen möglichen Grenzfall der Ausbreitung der Lichtwellen dar, während der zweite Grenzfall derjenige ist, für den die voneinander unabhängigen Wellenfunktionen der Bedingung $\bar{f}^2 = \bar{g}^2$ genügen, wie es bei der Strahlung eines durch Temperaturerhöhung leuchtend gemachten Körpers festzustellen ist. Bei dem so definierten natürlichen Licht sind also die Mittelwerte beider Vektoren einander gleich. Zwischen den beiden Grenzfällen liegt die Strahlung, für die das Verhältnis der Mittelwerte $\bar{f}^2 : \bar{g}^2$ von Null oder Eins verschieden ist. Solches Licht heißt teilweise (partiell) polarisiert.

Bei jeder Reflexion und Brechung wird danach das Verhältnis $f : g$ der beiden Wellenfunktionen verändert und damit auch der Polarisationszustand des Lichtes, nur nicht für senkrechten und für streifenden Einfall ($i = 0°$ und $i = 90°$). Nach den Gleichungen (3) ergibt sich für die Intensität I_r des reflektierten Lichtes bei senkrechtem Einfall, da die Intensität dem Vektor der elektromagnetischen Energiestrahlung $\mathfrak{S} = \frac{c}{4\pi}[\mathfrak{E}, \mathfrak{H}]$ proportional ist,

$$I_r = I_e \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2,$$

bei streifendem Einfall

$$I_r = I_e.$$

Führt man zur Kennzeichnung des Polarisationszustandes die Größe

$$\frac{\bar{f}^2 - \bar{g}^2}{\bar{f}^2 + \bar{g}^2} = \Pi$$

ein, die den Polarisationsgrad, den Überschuß des linearpolarisierten Lichtes bezogen auf die gesamte Lichtstrahlung, angibt, so findet man für einen beliebigen Einfallswinkel

$$I_r = \frac{I_e}{2}[\mu^2(1 + \Pi) + \sigma^2(1 - \Pi)] \tag{4}$$

und daher als Reflexionskoeffizienten

$$\varrho = \tfrac{1}{2}[\mu^2(1 + \Pi) + \sigma^2(1 - \Pi)], \tag{5}$$

während der Polarisationsgrad der reflektierten Welle wird

$$\pi' = \pm \frac{\mu^2(1 + \Pi) - \sigma^2(1 - \Pi)}{\mu^2(1 + \Pi) + \sigma^2(1 - \Pi)}. \tag{6}$$

Bei Einfall natürlichen Lichtes ergibt sich dann für den Reflexionskoeffizienten

$$i = 45°, \qquad \varrho = \frac{n^2(n^2 - \sqrt{2n^2 - 1})^3}{(n^2 - 1)^4},$$

$$i = i_B, \qquad \varrho = \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}\right)^2.$$

Will man also polarisiertes Licht durch Reflexion erzeugen, so ist für den überhaupt in Betracht kommenden Bereich der Brechungszahlen die Intensität des zurückgeworfenen Lichtes stets klein. Sie kann sogar auf einen verschwindend geringen Betrag herabgedrückt werden, wenn mehrere Reflexionen nacheinander eingeschaltet werden, womit ein einfaches Mittel zur meßbaren Abschwächung des Lichtes gegeben ist. Da für den Polarisationswinkel $\mu = 0$ ist, der Reflexionskoeffizient also den Wert

$$\varrho = \tfrac{1}{2}\sigma^2(1 - \Pi)$$

annimmt, kann bei einer zweiten Reflexion unter dem Polarisationswinkel bei Drehung der Einfallsebenen gegeneinander die Intensität des reflektierten Lichtes nur noch zwischen 0 und $\frac{I_e}{2}\sigma^4(1 - \Pi)$ liegen, weil das auf die zweite Fläche auffallende Licht den Polarisationsgrad ± 1 hat, wobei zu beachten ist, daß bereits bei der ersten Reflexion eine Schwächung auf mindestens $\sigma^2/2$ der ursprünglichen Intensität eingetreten ist. Bei strenger Betrachtung ist diese auf das MERZsche Polarisationsokular bezügliche Überlegung nicht zulässig, weil die Trennungsfläche zweier Medien niemals eine ideale ist, sondern eine Folge von Schichten mit veränderlichem Brechungsindex darstellt, deren Dicken von der Herstellung und dem Alter der Oberfläche abhängig sind.

Besser ist es daher, für Intensitätsänderungen die Veränderlichkeit der Brechungszahlen zu benutzen, wie dies beim COLZIschen Okular geschieht[1]. Unterscheidet sich der relative Brechungsindex nur wenig von der Einheit, so wird auch noch für $i = 45°$ der Reflexionskoeffizient von höherer Ordnung klein. Ist $n = 1 + \varepsilon$, so wird $\varrho = \frac{1}{2}\varepsilon^2$. Freilich kann dabei der Polarisationsgrad nie den Wert Null annehmen und somit eine vollkommene Auslöschung nicht eintreten, doch ist man von den Störungen durch Oberflächenschichten ziemlich frei.

Für die Komponenten des in das zweite Medium eindringenden Lichtes geben die Gleichungen (3) die Durchlässigkeitskoeffizienten, wenn man beachtet, daß die Geschwindigkeit der Welle und auch der Querschnitt derselben beim Übergang über die Grenze sich ändert. Einfacher ist es, das Prinzip der Erhaltung der Energie zu benutzen und die Intensität der durchgelassenen Strahlung als Differenz der einfallenden und der reflektierten zu berechnen. So findet man für das in der Einfallsebene schwingende Licht

$$1 - \mu^2 = \frac{\sin 2i \sin 2r}{\sin^2(i + r)\cos^2(i - r)} \tag{7}$$

und für die Komponente senkrecht zur Einfallsebene

$$1 - \sigma^2 = \frac{\sin 2i \sin 2r}{\sin^2(i + r)} \tag{8}$$

Das Verhältnis der Strahlungskomponenten in der durchgelassenen Strahlung ist $\cos^2(i - r)$, kann daher für keinen Einfallswinkel Null oder Unendlich werden, das durchgelassene Licht ist bei Einfall natürlichen Lichtes immer nur teilweise polarisiert. Erst bei einer großen Zahl nacheinander stattfindender Brechungen nähert sich dieses Verhältnis dem Wert Null, und zwar um so eher, je größer die Ablenkung bei der einzelnen Brechung, je größer also der Einfallswinkel ist. Bei den zur Polarisation des Lichtes benutzten Glasplattensätzen ist deshalb Einhaltung des Polarisationswinkels als Einfallswinkel nicht erforderlich. Durch Vergrößerung desselben läßt sich sogar die Anzahl der Platten, die zur Erzielung eines bestimmten Polarisationsgrades erforderlich sind, vermindern,

[1] Handb. der Astrophysik IV, S. 62 (1928).

doch muß beachtet werden, daß mit wachsendem Einfallswinkel die Intensität des durchgelassenen Lichtes schnell abnimmt

Abgesehen von der Unvollkommenheit der Polarisation tritt bei Glasplattensätzen noch der Übelstand auf, daß die mehrfach reflektierten Wellen sowohl die Intensität als auch den Polarisationsgrad des durchgelassenen Lichtes beeinflussen, so daß für Meßzwecke dieses Hilfsmittel kaum in Betracht kommt, zumal eine rechnerische Ermittlung beider Größen dadurch erschwert, wenn nicht unmöglich gemacht wird, daß die Teilwellen kohärent sind und interferieren müssen Eine regelmäßige Beeinflussung kann aber nur dann stattfinden, wenn jede der Platten ebensowohl wie die Zwischenluftschichten streng planparallel sind Nur im Falle einer einzelnen Planparallelplatte können Theorie und Praxis vergleichbare Werte ergeben und rechtfertigen die Benutzung einer solchen als Kompensator bei Messungen des Polarisationsgrades Bei der im Vergleich zur Wellenlänge relativ großen Dicke solcher Platten kann man wenigstens bei Benutzung weißen Lichtes die Interferenzwirkungen vernachlässigen

Abb 2 Aufspaltung eines Strahles durch eine Planparallelplatte

Unter diesen Voraussetzungen ist gemäß Abb 2 für jede der Komponenten

$$I_D = I_i(1-\varrho)^2 + I_e\varrho^2(1-\varrho)^2 + \cdots = I\frac{1-\varrho}{1+\varrho}, \tag{9}$$

und damit das Verhältnis derselben

$$\frac{I'_D}{I''_D} = \frac{1-\sigma^2}{1+\sigma^2}\,\frac{1+\mu^2}{1-\mu^2}, \tag{10}$$

so daß bei Änderung des Einfallswinkels das Intensitätsverhältnis innerhalb der Grenzen Eins und

$$\frac{2n^2}{n^4+1}$$

variieren kann Immerhin ist eine experimentelle Prüfung zu empfehlen, da eine strenge Einhaltung obiger Bedingungen fraglich ist

3 Elliptisch polarisiertes Licht Stellt man die Wellenfunktionen f und g für linear polarisiertes Licht in einfachster Form als Sinusschwingungen dar, wozu man berechtigt ist, da mindestens innerhalb eines gewissen Intervalles jede Funktion nach dem Fourierschen Theorem in solche zerlegt werden kann, so ist die Schwingungsweite für einen gegebenen Ort x zu einer bestimmten Zeit t

$$s_\nu = A_\nu \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) + \delta_\nu\right] \tag{11}$$

Bei zwei in gleicher Richtung fortschreitenden Wellen gleicher Wellenlänge λ und damit gleicher Schwingungszeit T, aber verschiedener Phase δ_ν, entsteht eine neue lineare Welle von geänderter Amplitude A und anderer Phase Die Werte dieser lassen sich durch Elimination des mit der Zeit und dem Orte veränderlichen Ausdrucks $2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)$ berechnen, und man findet

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\delta_1 - \delta_2), \qquad \operatorname{tg}\delta = \frac{A_1\sin\delta_1 + A_2\sin\delta_2}{A_1\cos\delta_1 + A_2\cos\delta_2} \tag{12}$$

Bilden aber die Schwingungsebenen zweier Wellen einen Winkel miteinander, so ergibt die Elimination von $2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)$ für die Bahn des Endpunktes des Lichtvektors eine Ellipse, deren Achsen die Extremwerte des Lichtvektors

darstellen. Nur wenn die Differenz der Phasenwinkel Null oder ein ganzes Vielfaches von π ist, artet diese elliptische Schwingung in eine lineare aus. Selbstverständlich können die Achsen der Ellipse in gewissen Fällen auch gleich werden, so daß die Bahn in einen Kreis übergeht (zirkular polarisiertes Licht).

In den weitaus meisten Fällen werden die Schwingungsebenen der zu überlagernden Wellen einen Winkel von 90° miteinander bilden. Trifft dies nicht zu, so lassen sich die unter einem Winkel α gegeneinander geneigten Schwingungen zunächst auf zwei in senkrechten Ebenen erfolgende transformieren, so daß die in den Ebenen A_1 und A_2 erfolgenden, nach (11) darstellbaren Grundschwingungen (Abb. 3) eines durch O senkrecht zur Zeichenebene verlaufenden Strahles in den Ebenen P und Q die Schwingungen s_P und s_Q ergeben

$$s_P = A_1 \cos\gamma \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) + \delta_1\right] + A_2 \cos(\alpha+\gamma) \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) + \delta_2\right],$$

$$s_Q = A_1 \sin\gamma \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) + \delta_1\right] + A_2 \sin(\alpha+\gamma) \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) + \delta_2\right].$$

Diese können nach (12) in jeder Ebene in eine neue lineare Schwingung verwandelt werden, deren Konstanten also aus den anfänglich gegebenen ermittelt werden können. Schreibt man abkürzend

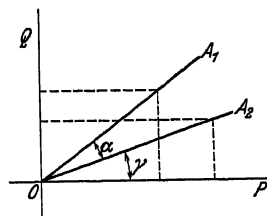



Abb. 3. Zusammensetzung zweier linearpolarisierter Wellen.

$$s_P = B_1 \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) + \Delta_1\right],$$

$$s_Q = B_2 \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) + \Delta_2\right],$$

so folgt schließlich für die Bahn des Vektorenendpunktes

$$\frac{s_P^2}{B_1^2} + \frac{s_Q^2}{B_2^2} - \frac{2 s_P s_Q}{B_1 B_2}\cos(\Delta_1 - \Delta_2) = \sin^2(\Delta_1 - \Delta_2) \qquad (13)$$

und daraus für das Achsenverhältnis a/b und den Winkel β der Achsen zu den gewählten Hauptrichtungen P und Q

$$\operatorname{tg} 2\beta = \frac{2 B_1 B_2 \cos(\Delta_1 - \Delta_2)}{B_1^2 - B_2^2}, \quad \left(\frac{a}{b}\right)^2 = \frac{B_1^2 + B_2^2 + \sqrt{B_1^4 + B_2^4 + 2 B_1^2 B_2^2 \cos 2(\Delta_1 - \Delta_2)}}{B_1^2 + B_2^2 - \sqrt{B_1^4 + B_2^4 + 2 B_1^2 B_2^2 \cos 2(\Delta_1 - \Delta_2)}}. \qquad (14)$$

Natürlich ist hierbei vorausgesetzt, daß die betrachteten Partialschwingungen kohärent sind, andernfalls ist es unmöglich, von einer konstanten Phasendifferenz zu sprechen, und die Schwingungsellipse würde einer schnellen zeitlichen Veränderung unterworfen sein, die Lichtwelle also in ihrem Verhalten durchaus dem des natürlichen Lichtes zu vergleichen sein.

Phasendifferenzen zweier in senkrechten Ebenen erfolgenden Schwingungen treten nun auf sowohl bei Reflexion in der Nähe des Polarisationswinkels wie auch bei dem noch nicht erwähnten Fall der Totalreflexion, ferner beim Durchgang durch doppelbrechende Medien.

Wie schon erwähnt, ist für alle Grenzflächen, selbst für die durch Spaltung von Kristallen erhaltenen, anzunehmen, daß die Eigenschaften der benachbarten Medien nicht sprunghaft ineinander übergehen, sondern daß innerhalb einer wenn auch nur sehr dünnen, aber doch in ihren Abmessungen den Lichtwellenlängen vergleichbaren Schicht ein stetiger Übergang erfolgt; die Dicke dieser Schicht ist bei natürlichen Bruch- und Spaltungsflächen am geringsten, wächst aber mit der Zeit infolge adhärierender Gas- und Wasserschichten an, so daß bei diesen ebenso wie bei polierten Flächen mit einer zeitlichen Änderung des Einflusses dieser Oberflächenschichten gerechnet werden muß. Er wirkt sich dahin

aus, daß die beiden in und senkrecht zu der Einfallsebene polarisierten Teilwellen eines auffallenden Lichtbundels eine Phasenverschiebung erleiden, die mit wachsendem Einfallswinkel großer wird und im Polarisationswinkel den absoluten Betrag $\pi/2$ annimmt Zu unterscheiden ist dabei zwischen sog positiven Substanzen, fur die eine Voreilung der senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Komponente festgestellt ist, und negativen Substanzen, bei denen das entgegengesetzte Verhalten sich zeigt Fur 90° entspricht die Phasenverschiebung einer halben Wellenlange (π) Feste Substanzen mit einem Brechungsindex kleiner als 1,46 sind im allgemeinen positiv, solche mit großerem negativ

Diese von BREWSTER[1] und JAMIN[2] auf Grund experimenteller Untersuchungen gezogenen Folgerungen decken sich jedoch nicht vollstandig mit den Ergebnissen spaterer Arbeiten Der Einfallswinkel, fur den der Phasenunterschied genau einer Viertel Wellenlange entspricht, weicht im allgemeinen um einen meßbaren Betrag von dem Polarisationswinkel ab, und zwar wachst diese Abweichung mit wachsendem Brechungsindex und wachsender Dicke der Oberflachenschicht Nach SISSINGH und GROOSMULLER[3] laßt sich die Abweichung des durch den Gangunterschied $|\pi/2|$ definierten Haupteinfallswinkels H von dem BREWSTERschen Winkel als Funktion der Brechungsindizes der beiden an der Grenzflache zusammenstoßenden Medien und einer die Beschaffenheit der Oberflachenschicht selbst kennzeichnenden Große darstellen Ob freilich diese Darstellung in allen Fallen ausreichend ist, erscheint noch zweifelhaft, weil sie unter der Voraussetzung abgeleitet ist, daß die Oberflachenschicht in ihren einzelnen Teilen als isotrop anzusehen ist, was mit der von RAYLEIGH[4] beobachteten Umwandlung von „positiver" in „negative" Reflexion durch Druck nicht vereinbar ist, da die Moglichkeit einer solchen auf Anisotropie der Oberflachenschichten hinweist

Versuche von LUMMER, SORGE und VOLKE[5] legen einen Zusammenhang mit molekularen Druckwirkungen nahe, und es hat sich gezeigt, daß auch bei Zugrundelegung anisotroper Oberflachenschichten Formelausdrucke sich ergeben, die zur Darstellung der beobachteten Erscheinungen geeignet sind

Tritt in diesen Fallen die Elliptizitat des Lichtes als eine Storung der einfachen Reflexionsverhaltnisse auf, die aber kaum einen nennenswerten Einfluß ausubt, weil sie sich auf ein verhaltnismaßig kleines Winkelintervall in der Nahe des Polarisationswinkels beschrankt und hier infolge der geringen Intensitat der senkrecht zur Einfallsebene schwingenden Welle immer nur zu einer außerordentlich gestreckten elliptischen Schwingungsbahn, die praktisch fast immer als linear anzusehen ist, fuhrt, so laßt sich die bei Totalreflexion auftretende Elliptizitat sehr gut benutzen, um samtliche moglichen Formen von Schwingungsellipsen herzustellen

Grundsatzlich gelten die FRESNELschen Formeln auch fur das Gebiet der Totalreflexion, also diejenigen Strahlen, fur die nach dem Brechungsgesetz kein reeller Brechungswinkel sich ergibt Wie die eingehende Behandlung des Problems zeigt, existiert zwar eine gebrochene Welle, jedoch schreitet diese im zweiten Korper parallel zur Grenzebene fort in einer Schicht, deren Dicke von der Großenordnung einer Wellenlange ist Um zu physikalisch deutbaren Ausdrucken zu gelangen, braucht man nur die komplexe Losung in ihren reellen und ihren imaginaren Teil zu zerlegen, wobei man findet, daß jede der Teilwellen bei der Reflexion einen Phasensprung an der Grenzflache erleidet Die fur den Schwingungszustand der gesamten reflektierten Wellen maßgebende

[1] Phil Trans 1815, S 125
[2] Ann Chim Phys (3) 29, S 263 (1850), 31, S 165 (1850)
[3] Z f Phys 27, S 518 (1926) [4] Rep Brit Ass 1887, S 585
[5] O LUMMER u K SORGE, Ann d Phys (4) 31, S 325 (1910), M VOLKE, ebenda S 609

Phasendifferenz Δ der Hauptkomponenten ist beim Einfallsazimut 45° gegeben durch

$$\operatorname{tg}\frac{\Delta}{2} = \frac{\cos\varphi\sqrt{\sin^2\varphi - n^2}}{\sin\varphi}, \tag{15}$$

wenn man in diesem Falle mit n den Brechungsindex des dünneren Mediums bezogen auf den des dichteren bezeichnet. Der theoretische Höchstwert ist somit

$$\operatorname{tg}\frac{\Delta_{\max}}{2} = \frac{1-n^2}{2n}. \tag{15a}$$

In jedem Falle ist also das total reflektierte Licht elliptisch polarisiert. Eine kreisförmige Schwingungsbahn (zirkular polarisiertes Licht) ist aber nach (13) an die Bedingung geknüpft, daß die relative Phasendifferenz $\Delta_1 - \Delta_2 = \frac{\pi}{2}$ wird, was bei einmaliger Reflexion niemals erreicht werden kann, da nach (15a) der Höchstwert des Phasenunterschiedes bei einmaliger Reflexion immer unterhalb $\pi/2$ bleibt. Bei zweimaliger Reflexion hingegen ergeben sich zwei Einfallswinkel i_1 und i_2, deren Werte sind

$$\begin{array}{lll} \frac{1}{n} = 1{,}5 & 1{,}55 & 1{,}6, \\ i_1 = 50°14' & 45°15{,}5' & 44°21', \\ i_2 = 53°13{,}5' & 57°5' & 56°41'. \end{array}$$

Vorzuziehen ist der größere Reflexionswinkel, weil dann Abweichungen des Einfallswinkels vom richtigen Werte wegen des gestreckteren Verlaufs der Kurve $\Delta = f(i, n)$ kleinere Fehler ergeben. Durch Änderung des Einfallswinkels und Erhöhung der Zahl der Reflexionen läßt sich jeder beliebige Gangunterschied erzeugen.

Freilich ist nach Versuchen von KYNAST[1] die Anwendbarkeit der Formeln beschränkt, weil auch in diesem Fall, ähnlich wie bei der Reflexion in der Nähe des Polarisationswinkels, ein Einfluß der Oberflächenschichten vorhanden ist, der im allgemeinen die Phasendifferenz erhöht. Trotzdem ist die Anwendung des FRESNELschen Parallelepipeds zur Erzeugung elliptisch und zirkular polarisierten Lichtes ein brauchbares Mittel, ebenso zur Analyse.

Läßt man auf ein solches Parallelepiped linear polarisiertes Licht so auffallen, daß der Winkel zwischen Polarisationsebene und Einfallsebene ϑ, das Verhältnis der Schwingungsweiten also $B_1/B_2 = \operatorname{ctg}\vartheta$ ist, so folgt, wenn man den Winkel, den die Achsen der Schwingungsellipse mit den Koordinatenachsen bilden, mit ψ bezeichnet,

$$\operatorname{tg}2\psi = \operatorname{tg}2\vartheta\cos(\Delta_1 - \Delta_2), \tag{16}$$

während für das Achsenverhältnis der Schwingungsellipse a/b sich ergibt

$$\frac{a}{b} = \operatorname{ctg}\varphi, \qquad \sin 2\varphi = \mp\sin 2\vartheta\sin(\Delta_1 - \Delta_2). \tag{16a}$$

Je nach Wahl des Winkels ϑ, der durch Änderung der Lage der Polarisationsebene beliebig verändert werden kann, ergibt sich also jedes Achsenverhältnis zwischen -1 und $+1$, d. h. alle Formen der Schwingungsellipse einschließlich des Kreises und der Geraden.

4. Natürliche Doppelbrechung[2]. Wie schon erwähnt, zeigen eine Reihe von Körpern (Kristalle) eine Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von der Richtung. Um die Gesetze der Lichtausbreitung in solchen einfach darstellen zu können, kann man den Begriff der Wellenfläche benutzen, die durch die

[1] Inaug.-Diss. Breslau 1906.
[2] F. POCKELS, Lehrbuch der Kristalloptik. Leipzig und Berlin 1904.

Punkte gegeben ist, welche zur gleichen Zeit von einer Welle erreicht werden, die von einer innerhalb des Kristalles liegenden punktförmigen Lichtquelle ausgeht. Wenn der Körper eine innerhalb des betrachteten Raumgebietes vollkommen regelmäßige Gitterstruktur aufweist, was bei geringer Größe meist als zutreffend angenommen werden kann, so ist diese Wellenfläche eine zweischalige Fläche mit drei Symmetrieachsen, deren Lage durch die Symmetrieeigenschaften des Raumgitters gegeben ist. Die Radienvektoren dieser Fläche haben die Bedeutung von Lichtstrahlen, daher wird die Fläche auch als Strahlenfläche bezeichnet. Schneidet man aus einer solchen Strahlenfläche mittels einer Blende ein sehr kleines Stück heraus, das auch als Stück der Tangentialebene angesehen werden kann, so verschiebt sich dieses in einem kleinen Zeitintervall dt um $s \cdot dt$ in Richtung des Strahles, wo s die Strahlengeschwindigkeit bezeichnet, während die Verschiebung der Tangentialebene selbst in Richtung der Normalen durch $q \cdot dt$ gegeben ist (Abb. 4). Die Normalengeschwindigkeit q ist demgemäß stets kleiner als die Strahlengeschwindigkeit s, und zwar

$$q = s \cdot \cos\alpha$$

α bezeichnet den Winkel zwischen Normale und Radiusvektor (Strahl).

Abb. 4. Strahlen- und Wellengeschwindigkeit bei einem Kristall.

Die Gesamtheit aller Fußpunkte bildet ebenfalls eine zweischalige Fläche (Wellennormalenfläche oder kurz Normalenfläche), die danach gleichzeitig Fußpunktfläche der Strahlenfläche ist. Bei Kenntnis einer dieser Flächen ist also das Verhalten eines Lichtbündels innerhalb eines Kristalls und bei Übergang über die Grenze vollkommen bestimmt. Für jede Richtung ergeben sich im allgemeinen Fall zwei Strahlengeschwindigkeiten und zwei Normalengeschwindigkeiten, die bestimmten Schwingungsrichtungen, also je einer linear polarisierten Komponente f bzw. g zugeordnet sind.

FRESNEL hat gezeigt, daß Strahlen- und Normalenfläche sowie die zugehörigen Polarisationsrichtungen der ihren beiden Schalen zugeordneten Teilwellen sich aus je einer einfachen Fläche ableiten lassen, und zwar die Strahlenfläche aus einem dreiachsigen Ellipsoid (FRESNELsches Ellipsoid)

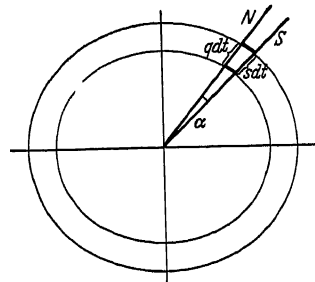
$$n_1^2 x^2 + n_2^2 y^2 + n_3^2 z^2 = 1,$$

die Wellennormalenfläche dagegen aus dem Indexellipsoid (Elastizitätsellipsoid)

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1.$$

Aus diesen Flächen findet man die anfangs eingeführten zweischaligen Flächen, indem man senkrecht zu der Richtung der Strahlen bzw. der Normalen eine Ebene durch den Mittelpunkt des Ellipsoids legt und die Größe der Halbachsen feststellt. Die Strahlengeschwindigkeiten sind durch die Größe der Halbachsen des Schnittes des FRESNELschen Ellipsoids, die Normalengeschwindigkeiten durch die reziproken Werte der Halbachsen des Schnittes des Indexellipsoids gegeben, ferner sind die Halbachsen im letzteren Falle gleichzeitig die Normalen der zugehörigen Polarisationsebenen.

Die analytische Behandlung führt für die durch die Richtungskosinus ν_1, ν_2, ν_3 gekennzeichnete Normalenrichtung zu der quadratischen Gleichung

$$\frac{\nu_1^2}{q - \frac{1}{n_1^2}} + \frac{\nu_2^2}{q - \frac{1}{n_2^2}} + \frac{\nu_3^2}{q - \frac{1}{n_3^2}} = 0, \tag{17}$$

aus der die Normalengeschwindigkeit berechnet werden kann Meist genügt die Kenntnis der Normalengeschwindigkeiten, da diese praktisch von größerer Bedeutung sind als die Strahlengeschwindigkeiten und da für die Brechung der Wellennormale auch das einfache Brechungsgesetz in der Form gilt

$$\frac{\sin i}{q} = \frac{\sin r'}{q'} = \frac{\sin r''}{q''}, \tag{18}$$

wo i den Einfallswinkel, r' und r'' die Brechungswinkel, q die Normalengeschwindigkeit im ersten, q' und q'' diejenigen im zweiten Medium bedeuten

Je nach der Struktur des Molekulargitters können nun drei verschiedene Fälle unterschieden werden, die sich auf die Größe der Hauptbrechungsindizes zurückführen lassen, nämlich

1 $n_1 = n_2 = n_3$ Reguläre Kristalle, deren optisches Verhalten demjenigen isotroper Körper gleich ist

2 $n_1 = n_2$, $n_3 \neq n_1$ Einachsige Kristalle, bei denen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Teilwelle (der ordentlichen) unabhängig von der Richtung wird und beide Schalen sich berühren, wobei die zu einer Kugel ausartende Schale die elliptische (der außerordentlichen Welle zugehörige) umschließt ($n_3 > n_1$) oder aber von der elliptischen umschlossen wird ($n_3 < n_1$) Die Verbindungslinie der Berührungspunkte gibt die Richtung an, in der die Fortpflanzungsgeschwindigkeit für beide Wellen gleich ist (Achsenrichtung) und der Körper sich wie ein isotroper verhält,

3 $n_1 \neq n_2 \neq n_3$ Zweiachsige Kristalle, bei denen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit beider Wellen von der Richtung abhängig ist Aus Gleichung (17) ergibt sich eine Doppelwurzel für die Richtungen

$$\nu_1 = \pm \frac{n_3}{n_2} \sqrt{\frac{n_2^2 - n_1^2}{n_3^2 - n_1^2}}, \qquad \nu_2 = 0, \qquad \nu_3 = \pm \frac{n_1}{n_2} \sqrt{\frac{n_3^2 - n_2^2}{n_3^2 - n_1^2}},$$

falls $n_1 < n_2 < n_3$ ist Diese Vorzugsrichtungen sind die Richtungen der beiden Achsen

Als regulär im optischen Sinne können angesehen werden die Kristalle des regulären Systems mit 9 Symmetrieebenen und 3 Hauptsymmetrieachsen, als einachsig diejenigen des hexagonalen und quadratischen Systems (mit 7 bzw 5 Symmetrieachsen und 1 Hauptsymmetrieachse), während die übrigen (rhombisches, monoklines, triklines System) meist zweiachsig sind, jedoch läßt sich eine eindeutige Beziehung schon deshalb nicht angeben, weil das optische Verhalten der Kristalle wesentlich von der Wellenlänge des Lichtes und von der Temperatur abhängig ist Es ist möglich, daß ein Kristall für eine bestimmte Wellenlänge zweiachsig, für andere einachsig sein kann, daß die Indexfläche eines Kristalls mit der Temperatur so weitgehend sich verändert, daß bei bestimmtem Wärmegrad die Zweiachsigkeit in Einachsigkeit und diese auch in optisch reguläres Verhalten übergehen kann Selbst Kristalle des regulären Systems können eine merkliche Doppelbrechung aufweisen, wie dies von LORENTZ beim Steinsalz nachgewiesen ist

Ebenso zu werten sind die Regeln, die das optische Verhalten in Beziehung setzen zu dem chemischen Bau der Körper Richtig ist, daß im allgemeinen mit wachsender Größe des Moleküls die optische Symmetrie abnimmt Die Schwierigkeiten einer eindeutigen Klassifizierung liegen auch zum Teil in der Tatsache, daß bei geringem Unterschied der Hauptbrechungsindizes Zweifel entstehen können, welcher optischen Gruppe der betreffende Körper zuzuordnen ist

Die bei stärkerem Unterschied der Hauptbrechungsindizes eintretende starke räumliche Trennung der beiden in einem Kristall sich fortpflanzenden Wellen

bietet ein einfaches Mittel zur Polarisation des Lichtes, wobei eine derselben durch Abblendung, durch Reflexion oder Brechung oder endlich durch Absorption ausgeschaltet wird

Den ersten Fall findet man bei der HAIDINGERschen Lupe, einem einfachen Kalkspatkristall von geeigneter Länge, vor dem sich eine der Länge des Kristalls entsprechende Blende befindet Sie bildet den einfachsten Fall eines Polariskops, indem die durch die Doppelbrechung innerhalb des Kalkspats verdoppelt erscheinende Blendenöffnung bei Einfall teilweise oder vollständig linearpolarisierten Lichtes in den Teilbildern beim Drehen verschiedene Helligkeit zeigt Kalkspat (isländischer Doppelspat) ist einachsig und besitzt eine ziemlich starke Doppelbrechung, wie die folgende Tabelle der Brechungsindizes erkennen läßt

Tabelle 1 Brechungsindizes für Kalkspat bei 15°

Wellenlänge	Ordentl Strahl $n_1 = n_2$	Außerordentl Strahl n_3	Wellenlänge	Ordentl Strahl $n_1 = n_2$	Außerordentl Strahl n_3
656,3	1,65440	1,48457	486,1	1,66783	1,49074
589,3	1,65836	1,48639	434,1	1,67552	1,49424
527,0	1,66341	1,48871	396,2	1,68330	1,49777

Aus der Gleichung des FRESNELschen Ellipsoids für den hier in Betracht kommenden Fall einachsiger Kristalle findet man leicht die Gleichung der Strahlenfläche in der Form

$$(x^2+y^2+z^2)\left(\frac{x^2+y^2}{n_1^2}+\frac{z^2}{n_3^2}\right)-\frac{1}{n_1^2}\left(\frac{1}{n_1^2}+\frac{1}{n_3^2}\right)(x^2+y^2)-\frac{2}{n_1^2 n_3^2}z^2+\frac{1}{n_1^4 n_3^2}=0$$

und für ihre Schnitte in den Koordinatenebenen

$$\left.\begin{aligned} XY \quad & \left(x^2+y^2-\frac{1}{n_1^2}\right)\left(x^2+y^2-\frac{1}{n_3^2}\right)=0, \\ YZ \quad & \left(y^2+z^2-\frac{1}{n_1^2}\right)(y^2 n_3^2+z^2 n_1^2-1)=0, \\ ZX \quad & \left(x^2+z^2-\frac{1}{n_1^2}\right)(x^2 n_3^2+z^2 n_1^2-1)=0, \end{aligned}\right\} \tag{19}$$

woraus sich ergibt, daß diese in der Ebene XY Kreise mit den Radien $1/n_1$ und $1/n_3$ sind, in den beiden anderen Ebenen hingegen je ein Kreis mit dem Radius $1/n_1$ und eine Ellipse, deren Halbachsen $1/n_1$ und $1/n_3$ sind

Nach den Ausführungen auf S 9 müssen also Lichtstrahl und zugehörige Wellennormale stets in einer die Achse Z enthaltenden Ebene liegen, und der Winkel zwischen Strahl und Normale ist (Abb 5)

$$\operatorname{tg}\chi = \frac{\operatorname{tg}\varphi\,(n_1^2-n_3^2)}{n_3^2+n_1^2\operatorname{tg}^2\varphi}, \tag{19a}$$

woraus für den Größtwert folgt

$$\operatorname{tg}\chi_{\max} = \frac{n_1^2-n_3^2}{2n_1 n_3}$$

Abb 5 Strahl und Normale bei der Strahlenfläche

Daher wird wenigstens ein Lichtweg von

$$s = \frac{u}{\operatorname{tg}\chi}$$

erforderlich sein, um bei einem Blendendurchmesser u eine vollkommene Trennung der austretenden Lichtbündel zu erzielen, was bei Kalkspat gemäß den angegebenen Brechungszahlen etwa einem Verhältnis $s:u = 10:1$ entspricht Bedeutend günstiger hinsichtlich der optischen Wirkung, vor allem bei nicht

streng parallelem Licht, ist die Beseitigung eines der Bundel durch Reflexion, die meisten der als Polarisationsprismen bezeichneten Einrichtungen beruhen auf diesem Verfahren Durch Aufschneiden eines Kalkspatstuckes und nachtragliches Verkitten beider Teilstucke mit einem Kitt von passendem Brechungsindex gelingt es, eine der Komponenten innerhalb eines begrenzten Winkelgebietes aus dem Strahlengang zu entfernen Bei der ursprunglichen, von NICOL angegebenen Form wird ein Kalkspatstuck verwendet, dessen Endflachen zunachst unter einem Winkel von 68° zu den Endflachen abgeschnitten werden, wahrend der naturliche Winkel 71° betragt (Abb 6) Senkrecht zu den neuen Endflachen fuhrt man einen Schnitt und kittet nach dem Polieren der Schnittflachen die Teile mit Kanadabalsam zusammen, dessen Brechungsindex zwischen den Hauptbrechungsindizes des Kalkspats liegt, so daß der Kitt fur eine der im Kristall verlaufenden Wellen kleiner, fur die andere großer ist als derjenige im Kristall und demgemaß in einem Falle totale Reflexion eintreten kann

Abb 6 Schnitt durch ein NICOLsches Prisma

Die Bedingungen, die an ein solches Prisma zu stellen sind, lassen sich wie folgt zusammenfassen (Abb 7)

1 Das Winkelgebiet, in dem linearpolarisiertes Licht austritt, muß in seiner Große dem Anwendungszweck angepaßt sein, man fordert fur allgemeine Zwecke wenigstens 20° bis 25° Ferner muß dieses Gebiet symmetrisch zum Mittelstrahl sein, damit bei Drehung dieses Prismas moglichst der ganze Bereich ausgenutzt werden kann

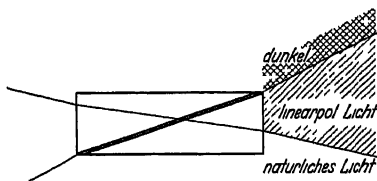



Abb 7 Grenzen des polarisierten Gesichtsfeldes bei einem Polarisationsprisma

2 Der Mittelstrahl soll ohne Seitenverschiebung austreten, damit bei Benutzung im konvergenten Strahlengang kein Schlagen des Bildes eintritt

3 Die Polarisationsebenen aller innerhalb des linearpolarisierten Gebietes verlaufenden Strahlen sollen einander parallel sein (normales Feld)

Die Große des in der ersten Forderung erwahnten Winkelgebietes ist abhangig von den Hauptbrechungsindizes des Kalkspats, der Brechungszahl des Kittes $n_\varkappa$, der Große des Schnittwinkels und der Lage der optischen Achse des Kristalls zur totalreflektierenden Schnittflache Das großte fur sichtbares Licht erreichbare Gesichtsfeld ist fur Kalkspat 42° und erfordert einen Kittindex von 1,486 (eingedicktes Leinol) Fur symmetrisches Gesichtsfeld ist, wenn die optische Achse senkrecht zur Einfallsebene der Schnittflache liegt, die Große J desselben gegeben durch

$$\sin\frac{J}{2} = \frac{n_\varkappa\left(\sqrt{n_1^2 - n_\varkappa^2} - \sqrt{n_3^2 - n_\varkappa^2}\right)}{\sqrt{2n_\varkappa^2 + n_1^2 + n_3^2 + 2\sqrt{(n_1^2 - n_\varkappa^2)(n_3^2 - n_\varkappa^2)}}}, \tag{20}$$

also in erster Linie abhangig von dem Unterschied der Brechungszahlen n_1 und n_2 Daher sind fur diesen Zweck nur Kristalle von starker Doppelbrechung verwendbar, da die Doppelbrechung mit abnehmender Wellenlange zunimmt, sind fur das Gebiet des Ultraviolett auch Kristalle von geringerer Doppelbrechung im Sichtbaren geeignet (Quarz)

Um der Bedingung 2 zu genugen, mussen die Endflachen senkrecht zum Hauptstrahl liegen, die optische Achse ebenso, und zwar am besten senkrecht oder parallel zur brechenden Kante der Einzelprismen, da sonst fur geneigte Strahlen Unsymmetrie eintritt

Bedingung 3 ist, wie BEREK[1] und GROOSMULLER[2] gezeigt haben, streng nie erfullbar, so daß niemals eine in bezug auf Intensitat gleichmaßige Ausleuchtung des Gesichtsfeldes erwartet werden kann Am gunstigsten verhalten sich in dieser Beziehung diejenigen Formen, die auch aus Bedingung 2 sich ableiten lassen

Es ist verstandlich, daß entsprechend der Zahl der veranderlichen Elemente eine große Zahl verschiedener Prismenformen existiert, die noch dadurch anwachst, daß weitere Forderungen gestellt werden, die sich auf Verwendbarkeit im Ultrarot oder Ultraviolett, gegebenenfalls auch auf die Ausnutzung beider Bundel oder die Moglichkeit der Verbindung mit anderen Einrichtungen, wie etwa dem Prisma eines Spektralapparates, beziehen[3]

Trennung der linear polarisierten Teilbundel durch Brechung wird benutzt bei den Prismen nach SÉNARMONT, ROCHON und WOLLASTON[4], die aus Kalkspat (oder Quarz) hergestellt werden Sie bestehen aus zwei brechenden Prismen von gleichem brechenden Winkel, in denen jedoch die Lage der optischen Achsen verschieden ist (Abb 8) Zur Berechnung des Strahlenganges genugen die fur die Hauptschnitte geltenden Formeln (19) Fur kleine brechende Winkel ist der Divergenzwinkel der Teilwellen dem brechenden Winkel proportional und fur die beiden ersten Formen $\Delta = (n_3 - n_1)\varphi$, fur die letzte Form doppelt so groß Großere Brechungswinkel kommen nicht in Frage, weil mindestens eines der Bundel eine starke Abhangigkeit von der Wellenlange zeigt, das zugehorige Bild also farbig erscheint Daher werden solche Doppelbildprismen vorwiegend als einfache Mikrometer benutzt an Stelle von Fadenmikrometern oder Heliometern (WELLMANNS Mikrometer zur Beobachtung von Doppelsternen)

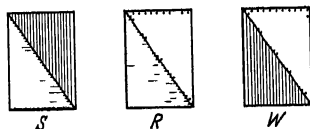



Abb 8 Lage der Kristallachsen bei den Prismen nach SÉNARMONT (S), ROCHON (R) und WOLLASTON (W)

Die Anwendung von Reflexion und Brechung zur Trennung der in einem Kristall entstehenden Teilwellen findet man bei den Prismen nach DOVE und GROSSE[5]

Bei pleochroitischen Kristallen laßt sich die Verschiedenheit der Absorption fur die im Kristall sich ausbreitenden Wellen benutzen, um eine von ihnen auszuloschen Die gleichzeitig auftretende Farbung ist nur bei photometrischen Arbeiten storend, fur einfache Polarisationseinrichtungen aber sind, namentlich wenn gleichzeitig eine Schwachung erforderlich ist, Turmalinplatten als Polarisatoren oder Analysatoren angebracht

5 Doppelbrechung in isotropen Medien durch mechanische und thermische Einflusse Einfach brechende Korper werden doppelbrechend, wenn sie deformiert werden, gleichgultig, ob diese Deformationen durch einseitige mechanische Beanspruchung oder durch Temperaturdifferenzen im Innern des Korpers bedingt sind, da letztere wegen des im allgemeinen endlich großen Ausdehnungskoeffizienten innere Spannungen verursachen, die eine Deformation der Volumelemente verursachen Jedes Einzelelement laßt sich daher in seinem optischen Verhalten als Kristall auffassen, dessen Brechungsexponenten (oder Hauptlichtgeschwindigkeiten) Funktionen der Deformationen und damit auch der inneren Spannungen oder der Temperaturgradienten sind

---

[1] Verh d Dtsch Phys Ges 21, S 338 (1919) [2] Z f Instrk 46, S 563 (1926)

[3] B HALLE, Handbuch der prakt Optik 3 Aufl Berlin-Nikolassee 1928

[4] DE SÉNARMONT, Ann Chim Phys (3) 50, S 480 (1857), ROCHON, Nova Acta Acad Petropol IV (1853), WOLLASTON, Phil Trans 1820, S 126

[5] Die gebräuchlichen Polarisationsprismen Klausthal 1889

BREWSTER und FRESNEL haben diese Beziehungen experimentell untersucht, NEUMANN[1] hat als erster eine Theorie dieser Erscheinungen aufgestellt, wobei er die Anschauungen der Undulationstheorie zugrunde legte Nach ihm sind die Hauptlichtgeschwindigkeiten V_1, V_2, V_3 in einem Volumelement gegeben durch

$$V_1 = +q\sigma_x + p\sigma_y + p\sigma_z,$$
$$V_2 = +p\sigma_x + q\sigma_y + p\sigma_z,$$
$$V_3 = +p\sigma_x + p\sigma_y + q\sigma_z,$$

wobei p und q Korperkonstanten sind, die von Wellenlange und Temperatur abhangig sind Die Deformationsgroßen σ_x, σ_y, σ_z mussen dabei als so klein angenommen werden, daß ihre zweiten Potenzen gegenuber den ersten vernachlassigt werden konnen Hieraus folgt dann, daß die beiden Teilwellen mit verschiedener Geschwindigkeit, aber in gleicher Richtung sich fortpflanzen, und außerdem, daß Hauptdruckachsen und optische Achsen fur jedes Element zusammenfallen Aus dem System der Hauptdilatationen ergibt sich also eindeutig die Lage der optischen Symmetrieachsen, ebenso folgen die Werte der Hauptlichtgeschwindigkeiten als stetige Funktionen des Ortes

Fur den einfachen Fall einer homogenen Deformation ist also die Richtung der optischen Achsen aller Elemente dieselbe, und ein solcher Korper verhalt sich wie ein einheitlicher Kristall, dessen Doppelbrechung jedoch durch die Große der Dilatationen bestimmt ist und somit innerhalb gewisser Grenzen willkurlich verandert werden kann Die Differenz der Hauptbrechungsindizes ergibt sich in diesem Falle zu

$$n_x - n_y = \frac{n\,(p-q)\,(1+\mu)\,P}{F\,E},$$

worin n den Wert des Brechungsexponenten fur den unbeanspruchten Korper, E den Elastizitatsmodul, μ die Querkontraktion, P die außen am Korper angreifende Druck- oder Zugkraft bedeutet Bei Kenntnis von $p - q$ ist also fur einen Glasstreifen von gegebenem Querschnitt F die Doppelbrechung durch die Anderung von P in einfacher Weise einstellbar, und ein solcher Glasstreifen stellt einen besonders fur die Untersuchung schwacher Doppelbrechungen geeigneten Kompensator dar

Die Große der Doppelbrechung, hervorgerufen durch einseitigen Druck oder Zug von 1 kg bei einem Querschnitt von 1 cm², ist nach Messungen von POCKELS, FILON, ADAMS und WILLIAMSON u a [2]

Tabelle 2 Doppelbrechung mechanisch beanspruchter Gläser

Glasart[3]	10^7 Doppelbrechung	Glasart[3]	10^7 Doppelbrechung
507/614	−4,23	616/370	−3,06
516/620	−2,79	621/361	−2,77
523/590	−2,52	645/341	−2,56
537/512	−2,66	655/330	−2,61
545/503	−3,70	680/317	−2,17
571/430	−2,87	717/295	−1,70
573/420	−3,13	751/276	−1,30
574/570	−2,75	756/270	−1,19
606/440	−3,03	963/197	+1,88
608/570	−2,10		

Bei ungleichmaßiger Beanspruchung andert sich die Doppelbrechung mit dem Orte, und ihre Große ist ein Maß fur die mittlere Deformation der langs des Lichtweges befindlichen Elemente Man kann also auf diesem Wege wenigstens eine zweidimensionale Darstellung der Spannungsverteilung erhalten, die benutzt worden ist, um den Einfluß der Kuhlung auf die Anisotropie des optischen

[1] Abh d Berl Akad d Wiss 1841 II, S 1—254

[2] Die Bezeichnungen der Glasarten sind diejenigen der Sendlinger Opt Glaswerke Die ersten drei Ziffern geben die ersten drei Dezimalen der Brechungszahl, die letzten drei den 10fachen Wert der reziproken relativen Dispersion

[3] Angabe der Literatur in den International Critical Tables, Glass II Washington 1927 und EITEL, PIRANI, SCHEEL, Glastechnische Tabellen Berlin 1931

Glases festzustellen, was besonders für die Herstellung langbrennweitiger Objektive von höchster Bedeutung ist. Nach WILSINGS Untersuchungen können[1] z. B. die Zonenfehler des Potsdamer 80 cm-Objektivs unmittelbar auf Doppelbrechungsfehler zurückgeführt werden, die etwa in der Größenordnung von einigen Einheiten der 5. Dezimale des Brechungsindex liegen. Daß solche leicht vorkommen können, ergibt sich schon aus den von CZAPSKI für ein stark gespanntes Glas gefundenen Werten der Brechungsexponentenänderung, die für die beiden Teilwellen mit $9{,}14 \cdot 10^{-5}$ und $4{,}68 \cdot 10^{-5}$ angegeben worden sind, ferner aus den Messungen von WRIGHT, der für eine Reihe von optischen Gläsern der Firmen Schott und Genossen, Parra-Mantois und Bausch und Lomb Gangunterschiede von 5 bis 50 $m\mu$ je cm Glasdicke feststellte, was einer Brechungsindexdifferenz von $5 \cdot 10^{-7}$ bis $5 \cdot 10^{-6}$ entspricht. Da nun die Werte der Konstanten p und q, aus denen die absoluten Änderungen der Brechungsexponenten ermittelt werden können, groß gegenüber ihrer Differenz sind, wie die folgenden Zahlen zeigen, so können jene selbst für den Fall der Gleichheit von p und q, der für schwere Flintgläser beobachtet worden ist, noch merkliche Beträge annehmen. BERNDT erhielt sogar beim Sendlinger Borosilikatkron 516/640 durch Kühlung eine Ände-

Tabelle 3. Elastisch-optisches Verhalten der Gläser.

Brechungsindex n	1,5123	1,5075	1,5452	1,5700	1,6440	1,7510	1,9625
Elastizitätsmodul	7940	4800	5470	6100	5470	5500	5035
Querkontraktion	0,187	0,274	0,250	0,222	0,224	0,239	0,26
p	0,178	0,182	0,187	0,195	0,204	0,202	0,218
q	0,097	0,110	0,118	0,135	0,160	0,182	0,237
$(n_3 - n)/(n_3 - n_1)$	0,32	0,115	0,285	0,655	0,26	3,48	−4,95
$(n_1 - n)/(n_3 - n_1)$	1,32	1,115	1,285	1,655	2,26	4,48	−3,95

rung des Brechungsindex von 0,0034, wobei freilich zu beachten ist, daß diese Änderungen nicht allein auf innere Spannungen zurückzuführen sind, sondern großtenteils auf Strukturänderungen hindeuten, auf konstitutive Umlagerungen der Moleküle. Aber selbst bei gut gekühlten Gläsern, für die bei hinreichend langer Kühlzeit endgültige nur durch die Zusammensetzung des Glases bestimmte Werte auftreten, können schon merkliche Doppelbrechungen durch das Eigengewicht erzielt werden, wenn die Auflagefläche klein ist (ZSCHIMMER[2]), demgemäß muß namentlich bei größeren Objektiven mit entsprechend großem Eigengewicht auf eine möglichst druckfreie Lagerung geachtet werden.

Unter der Voraussetzung, daß auch in einem kleinen deformierten Kristallelement die FRESNELschen Gesetze gelten und daß, wie bei den isotropen Körpern, die durch mechanische Beanspruchung entstehenden Änderungen der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten lineare Funktionen der Druckkomponenten und damit auch der Deformationen sind, können für Kristalle ähnliche Beziehungen aufgestellt werden, wie sie von NEUMANN für isotrope Körper abgeleitet worden sind. POCKELS hat gezeigt, daß für den allgemeinen Fall trikliner Kristalle 36 Konstanten auftreten, die selbst durch eine Transformation auf das Polarisationshauptachsensystem sich nicht an Zahl verringern lassen, mit zunehmender Symmetrie nimmt die Zahl der Konstanten ab, um beim regulären System die Zahl 3 zu erreichen. Die Lage der Polarisationshauptachsen ist dabei lediglich eine Funktion der Druckrichtungen, aber unabhängig von der Größe der Spannungen, die das Achsenverhältnis des FRESNELschen Ellipsoids bestimmen.

Die mechanisch bedingten Doppelbrechungserscheinungen können wenigstens einen Teil der bei natürlichen oder künstlich hergestellten Kristallen auftretenden

[1] Z f Instrk 34, S. 341 (1914). [2] Z f Instrk 33, S. 376 (1913).

Anomalien erklären. Bei den optisch viel verwendeten regulären Kristallen Steinsalz, Sylvin und Flußspat finden sich oft Stellen von stärkerer Doppelbrechung, die meist auf Druckwirkungen zurückgeführt werden. Teilweise sind jedoch die Wirkungen so stark, daß auch andere Ursachen wirksam sein müssen, wobei als eine derselben die mehr oder minder regelmäßige Einlagerung kleiner Partikelchen in Betracht kommen kann. BRAUNS und WIENER[1] haben nachgewiesen, daß bei Mischungen isotroper Körper dann Doppelbrechung auftreten muß, wenn die Anordnung der Bestandteile eine gewisse Regelmäßigkeit aufweist. Diese Art der Doppelbrechung, die im Gegensatz zur natürlichen als Formdoppelbrechung (Stäbchen- und Plattendoppelbrechung, lamellare Doppelbrechung) bezeichnete Erscheinung verschwindet nur dann, wenn die Brechungsindizes der Komponenten gleich werden und auch die Absorption keine Unterschiede aufweist.

Bei zylindrischen Einlagerungen vom Brechungsexponenten n_z in ein Medium vom Brechungsexponenten n_0 findet WIENER für ordentlichen und außerordentlichen Brechungsindex n_ω und n_ε

$$n_\omega = n_0 \sqrt{\frac{(\delta_1 + 1) n_z^2 + \delta_2 n_0^2}{(\delta_1 + 1) n_0^2 + \delta_2 n_z^2}}, \qquad n_\varepsilon = \sqrt{\delta_1 n_z^2 + \delta_2 n_0^2}, \tag{21}$$

wenn δ_1 und δ_2 die relativen Volumina der Komponenten bedeuten und demgemäß $\delta_1 + \delta_2 = 1$ ist. Für einen aus parallelen Platten bestehenden Mischkörper gilt

$$n_\omega = \sqrt{\delta_1 n_z + \delta_2 n_0}, \qquad n_\varepsilon = \frac{n_z n_0}{\sqrt{\delta_1 n_z^2 + \delta_1 n_0^2}}. \tag{22}$$

Die Stäbchendoppelbrechung ist also stets positiv, die Plattendoppelbrechung stets negativ. Somit müßten auch isomorphe Mischkristalle sich wie negative einachsige verhalten, was aber nicht immer der Fall ist. Wohl aber gibt die Theorie sehr gut das Verhalten von Zelloidin, Zellulose, Gelatine und anderer Kolloide wieder, aus denen leicht Modelle für die Untersuchung von Spannungserscheinungen hergestellt werden können, deren theoretische Behandlung wegen schwer formulierbarer Grenzbedingungen unsicher ist.

Für die neuerdings empfohlenen Vinylderivate (Styrol) liegen noch keine Messungen vor, die eine abschließende Beurteilung erlauben. POLLOPAS[2] ist wegen seiner starken zeitlichen Veränderlichkeit für exakte Untersuchungen nicht verwendbar.

Die Erscheinungen der akzidentellen Doppelbrechung sind natürlich nicht auf feste Körper beschränkt. Bei stärkerer innerer Reibung gleichen sich auch in einer Flüssigkeit die Spannungen, die beispielsweise durch Bewegungen (schnelle Drehung eines festen Körpers in der Flüssigkeit) hervorgerufen werden, so langsam aus, daß noch eine merkliche Doppelbrechung auftreten kann, die sich durch entsprechende Richtungsänderung der Strahlen oder, bei Verwendung polarisierten Lichtes, durch Intensitätsschwankungen bemerkbar macht. Die meist als Strömungsdoppelbrechung bezeichneten Erscheinungen müssen aber teilweise auch auf das Vorhandensein anisodiametrischer Teilchen zurückgeführt werden, also solcher Besonderheiten des molekularen Baues, die bei idealer, regelmäßiger Anordnung der Moleküle bereits zu natürlicher Doppelbrechung Veranlassung geben würden. Namentlich hochatomige organische Stoffe kommen hier in Betracht, während bei einfacher gebauten zähen Flüssigkeiten nicht der molekulare Bau, sondern die Kohäsionskräfte maßgebend sind, eine

[1] Abh. Sächs. Ges. d. Wiss. math.-phys. Kl. 32 (1912), vgl. auch A. FREY, Kolloidchem. Beih. 20, S. 227 (1924).

[2] C. PLONEIT, Glastechn. Ber. V, S. 354 (1927/28).

strenge Unterscheidung beider Gruppen ist schwer moglich, da z B bei Temperatursteigerung, die im allgemeinen eine Verminderung der inneren Reibung bewirkt, auch die Richtkrafte, die eine regelmaßige Lagerung der Molekule bewirken, abnehmen[1]

6 Einfluß der Oberflachenbeschaffenheit Die Erscheinungen der akzidentellen Doppelbrechung zeigen, daß die Voraussetzung vollkommener Homogenitat eines Korpers nur selten zutrifft, entsprechend muß auch beachtet werden, daß die Beschaffenheit der Grenzflachen mindestens im optischen Sinne nicht den Annahmen entspricht, die bei der Aufstellung der Grenzbedingungen fur den Ubergang des Lichtes uber die Grenze zweier Medien gemacht worden sind Alle Grenzflachen zeigen eine mehr oder minder große Abweichung von der idealen, durch eine mathematische Beziehung gegebenen Form, nicht nur im Sinne einer Schichtung, einer gewissen Tiefenausdehnung, sondern vor allem in der Anordnung und Aneinanderreihung der einzelnen Elemente, wodurch naturgemaß Abweichungen von den vorher angegebenen Gesetzen bedingt werden Als Grenzfalle sind zu betrachten einerseits gut polierte Flachen sowie kleinere Elemente naturlicher Bruch- oder Spaltungsflachen, andererseits rauhe Flachen, bei denen aber wenigstens noch die Gesamtform als regelmaßig zu betrachten ist Fur solche rauhe Flachen soll nach dem LAMBERTschen Gesetz unabhangig von der Richtung der Einstrahlung die Ruckstrahlung gleichmaßig nach allen Richtungen erfolgen, wobei noch bemerkt sein mag, daß eine einwandfreie theoretische Ableitung dieses Gesetzes bisher noch nicht gelungen ist

POKROWSKI[2] hat empirisch einen verallgemeinerten Ausdruck abgeleitet, der fur Flachen beliebiger Art sowohl den diffus als auch den an den einzelnen Elementen regelmaßig reflektierten Anteil berucksichtigt Fallt Licht unter dem Winkel i (gerechnet vom Flachenlot) auf eine rauhe Flache auf und betrachtet man die Ruckstrahlung unter dem Winkel j, so soll die reflektierte Energie J_R gegeben sein durch

$$J_R = b \cos j + \frac{a}{2} F\left(\frac{i+j}{2}, i'\right), \tag{23}$$

wobei

$$\sin i' = \frac{\sin\left(\frac{i+j}{2}\right)}{n}$$

und F durch die FRESNELschen Koeffizienten μ und σ bestimmt ist in der Form

$$F = \mu^2 + \sigma^2$$

Hierbei ist vorausgesetzt, daß die Anzahl der parallel zueinander liegenden spiegelnden Elemente vollkommen unabhangig von der Richtung sein soll, was nicht allgemein zutreffen durfte SCHULZ hat daher unter der Annahme, daß die Flachenelemente nach dem Wahrscheinlichkeitsgesetz verteilt sind, eine Erweiterung dieses Ausdrucks vorgenommen, indem fur a noch eine Abhangigkeit von Einfalls- und Ausstrahlungswinkel angesetzt wird, so daß sich ergibt

$$a = c + d \cos j \, e^{-k(i-j)^2} \tag{23a}$$

Je großer also der Einfallswinkel ist, desto großer wird der Anteil regelmaßig reflektierten Lichtes, bis schließlich von einem bestimmten Winkel an, den JENTZSCH[3] als Grenzwinkel der regularen Reflexion bezeichnet, sogar eine erkennbare Abbildung erfolgt Die Große des Grenzwinkels ist abhangig von der

---

[1] D VORLANDER, Chemische Kristallographie d Flussigkeiten Leipzig 1924

[2] G P WORONKOFF u G J POKROWSKI, Z f Phys 30, S 139 (1924)

[3] Z f techn Phys 7, S 310 (1926)

Wellenlange und laßt sich unter Benutzung des RAYLEIGHschen Phasenwertes darstellen in der Form

$$\cos i = \frac{\lambda}{8h},$$

wenn man mit h den mittleren Abstand der einzelnen Flachenelemente in Richtung der Normalen bezeichnet

Nach JENTZSCH ist

Tabelle 4 Grenzwinkel der regularen Reflexion

λ	$90 - i$	$\frac{\cos i}{\lambda}$
656 mμ	21°,07	0,548
589 ,,	17 ,48	0,538
486 ,,	14 ,21	0,540

Einerseits bildet also die Große $\frac{\cos i}{\lambda}$ ein Maß fur die Gute der Flachen, andererseits kann man aus den Formeln Anhaltspunkte fur das Verhalten diffus reflektierender Flachen in bezug auf die Polarisationswirkung gewinnen, um dann Ruckschlusse auf die Natur der reflektierenden Substanz zu ziehen, wie dies von SECCHI, LANDERER[1] u a geschehen ist, die festgestellt haben, daß das an der Oberflache des Mondes und einiger Planeten reflektierte Licht Maxima der Polarisation hat, beim Mond liegt der Polarisationswinkel mit 56°,72 zwischen dem fur Basalt, Trachyt und Andesit einerseits, Vitrophyr und Obsidian andererseits, wahrend der Wert fur Eis bedeutend abweicht

7. Polarisation bei Phosphoreszenz und Fluoreszenz Die Emission phosphoreszierender Stoffe ist, wie in mehreren Fallen festgestellt ist, polarisiert Der Grund liegt teilweise in der Aufspaltung des Emissionslichtes in ein ordentliches und ein außerordentliches Spektrum, die auch verschiedene Intensitaten und verschiedene spektrale Verteilung haben, aber im wesentlichen unabhangig sind von dem Polarisationszustand des erregenden Lichtes, wahrend bei organischen Stoffen in zahen Losungsmitteln der Polarisationszustand des erregenden Lichtes denjenigen des emittierten Lichtes bestimmt Der Polarisationsgrad ist in allen Richtungen senkrecht zum elektrischen Vektor des erregenden Lichtes der gleiche Daß bei den einen ziemlich komplizierten Energieumwandlungsprozeß darstellenden Phosphoreszenzerscheinungen der Polarisationszustand des emittierten Lichtes wesentlich von Nebenbedingungen abhangig ist und der Polarisationsgrad nur dann von Null verschieden sein kann, wenn molekularer Bau oder molekulare Anordnung in ahnlicher Weise anisotrop ist wie bei Kristallen oder bei dem Fall der Stabchen- oder Plattendoppelbrechung, zeigt einen deutlichen Gegensatz zu der als reine Resonanzstrahlung zu betrachtenden eigentlichen Fluoreszenz, bei der die aufgenommene Energie nach kurzer Verweilzeit wieder in Form von Strahlung derselben Wellenlange emittiert wird Bei geringer Dampfdichte tritt eine ziemlich starke Polarisation auf, die bei einfachen Molekulen und Erregung mit linearpolarisiertem Licht ebenfalls linear sein mußte, bei anisotrop gebundenen Elektronen theoretisch in der Richtung senkrecht zum elektrischen Vektor 33% betragen sollte, bei geringem Dampfdruck trifft dies mit guter Naherung zu Bei zunehmendem Dampfdruck geht der Polarisationsgrad infolge mehrfacher Umwandlung auf Null zuruck

8. Zerstreuung des Lichtes an kleinen Korpern. Neben den intramolekularen Vorgangen, die eine Zerstreuung des Lichtes durch Bildung neuer Emissionszentren verursachen, tritt bei Vorhandensein sehr kleiner Korper noch eine

[1] K GRAFF, Grundriß der Astrophysik Leipzig u Berlin 1928

Zerstreuung des Lichtes auf, die als Beugung des Lichtes betrachtet werden kann Die zuerst von RAYLEIGH durchgeführte theoretische Behandlung hat gezeigt, daß kleine durchsichtige, in ihrem Brechungsindex nur wenig von dem des Grundmediums unterschiedene Teilchen eine sekundäre Strahlung erzeugen, deren Intensität umgekehrt proportional der vierten Potenz der Wellenlänge ist Diese Streustrahlung, in der die kurzwelligen Bestandteile überwiegen müssen, wodurch die blaue Farbe des Himmelslichtes erklärt werden kann, ist polarisiert, und zwar sowohl im Falle linearer Polarisation der primären Welle als auch im Falle einfallenden natürlichen Lichtes[1]

Abb 9 Kegel der Streustrahlung gleicher Intensität und gleichen Polarisationsgrades für linearpolarisiertes Licht

Ist die einfallende Welle linear polarisiert, so sind der Polarisationsgrad und die Intensität des Streulichtes für alle Richtungen dieselben, die als Erzeugende eines Kegels angesehen werden können, dessen Achse die Schwingungsrichtung und dessen Spitze das beugende Volumelement ist (Abb 9) Ist die primäre Welle natürliches Licht, so gilt dasselbe für die Kegel, deren Achse die Richtung des einfallenden Lichtbündels ist (Abb 10) Freilich ist im allgemeinen die sekundäre Welle auch dann nicht linear polarisiert, wenn der Öffnungswinkel der obenerwähnten Kegel gleich $2R$ ist, wie dies nach der einfachen RAYLEIGHschen Theorie folgen würde Auch bei einfachen Gasen muß eine molekulare Anisotropie angenommen werden, die zu einer „Depolarisation" der sekundären Welle führt, deren Betrag durch das Verhältnis der schwächeren zur stärkeren Komponente des Streulichtes definiert werden kann Ist erstere A_1, letztere A_2, so gilt, wenn

$$\varrho = \frac{A_1^2}{A_2^2},$$

für den Polarisationsgrad bei linear polarisiertem einfallendem Licht

$$\pi = \frac{(1-\varrho)\sin^2\gamma}{(1+\varrho)-(1-\varrho)\cos^2\gamma} \tag{24}$$

und für natürliches einfallendes Licht

$$\pi = \frac{(1-\varrho)\sin^2\beta}{(1+\varrho)+(1-\varrho)\cos^2\beta} \tag{25}$$

Abb 10 Kegel der Streustrahlung gleicher Intensität für natürliches Licht

Demgemäß müßte die stärkste Polarisation des Himmelslichtes in der zu den Sonnenstrahlen senkrechten Ebene zu beobachten sein, und der Polarisationsgrad müßte bei Annäherung und Entfernung von dieser Ebene abnehmen, um in unmittelbarer Nachbarschaft und im Gegenpunkte der Sonne Null zu werden In Wirklichkeit wird aber der Polarisationszustand durch Mitwirkung zweifach oder mehrfach abgelenkten Lichtes sowie auch durch die Anwesenheit von Wassertröpfchen, Staub und ferner durch elektromagnetische Vorgänge beeinflußt Zur Erklärung der neutralen Punkte ist schon von SORET[2] sekundäre Streuung herangezogen worden, ein Weg, der noch von HURION[3] und neuerdings von AHLGRIMM[4] begangen worden ist Die Übereinstimmung der so erhaltenen theoretischen Werte

[1] Die Lichtzerstreuung infolge der molekularen Rauhigkeit der Trennungsfläche zweier durchsichtiger Medien behandelt R GANS, Ann d Phys (4) 79, S 204 (1926) Allgemeine Grundlagen s auch J CABANNES, La Diffusion moléculaire de la Lumière Paris 1929

[2] Ann Chim Phys (6) 14, S 503 (1888) [3] Ann Chim Phys (7) 7, S 456 (1896)

[4] Inaug-Diss Kiel 1915, s auch M SCHIRMANN, Met Z 37, S 12 (1920)

mit den Beobachtungswerten kann als befriedigend betrachtet werden, da sie die Existenz und die Lage der neutralen Punkte und auch den Verlauf der Polarisationsisoklinen nach Einfuhrung der nach Beobachtungen ermittelten Zahlenwerte der Konstanten wiederzugeben gestattet, daß nicht vollkommene Übereinstimmung erwartet werden kann, geht schon daraus hervor, daß bei den bisherigen Ableitungen Ausdehnung und Schichtung der Atmosphare ebensowenig streng berucksichtigt sind wie die Veranderlichkeit des Transmissionskoeffizienten und die Tatsache, daß auch mehrfach abgelenkte Strahlen die Polarisationseigenschaften des Himmelslichtes bestimmen

Arago
Gegenpunkt
18,5°
18,5°
18,5°
Babinet
Sonne
Brewster

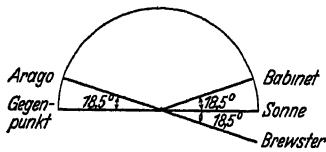



Abb 11 Lage der neutralen Punkte am Himmel

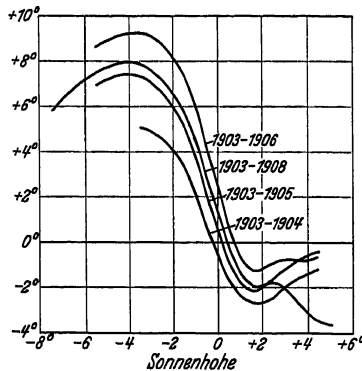



Abb 12a Differenzen der Jahresmittel fur ARAGOS Punkt

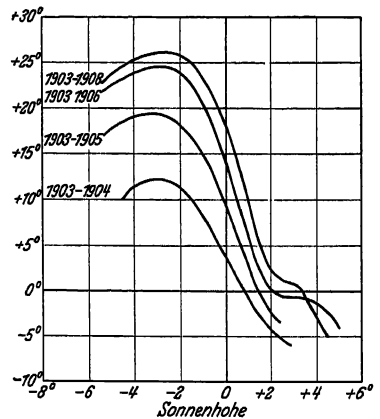



Abb 12b Differenzen der Jahresmittel fur BABINETS Punkt

Die Beobachtungsergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen In der durch die Sonne gelegten Vertikalebene treten in einer Entfernung von normalerweise $18^1/_2{}^\circ$ von Sonne und Gegenpunkt der Sonne neutrale Punkte auf, die in der in Abb 11 angedeuteten Folge als BREWSTERscher, BABINETscher und ARAGOscher Punkt bezeichnet werden Die Lage dieser Punkte ist abhangig von der Sonnenhohe (Abb 12a, b), wird aber auch durch die Witterung, Wolken und Staub beeinflußt Weitere sekundare Punkte konnen außerhalb der genannten Ebene auftreten Das Maximum der Polarisation liegt in etwa 90° Abstand von der Sonne, doch zeigen sich Schwankungen zwischen 88° und 92°, deren Ursachen die gleichen sein durften wie diejenigen, die der Lagenanderung der neutralen Punkte zugrunde liegen

Abb 13 Anderung der Polarisationsgroße im Zenit, in Abhangigkeit von Sonnenstand und Jahreszeit

Die Anderung der Polarisationsgroße mit der Sonnenentfernung wird meist durch die zeitliche Anderung der Polarisationsgroße im Zenit gemessen Sie zeigt einen typischen, jedoch von der Jahreszeit abhangigen Verlauf (Abb 13), der absolute Wert wird durch das Wetter beeinflußt, und zwar deutet ubernormale und zunehmende Polarisation auf ruhiges, niedrige Polarisation auf kommendes trubes Wetter

Da in den neutralen Punkten Übergang von positiver zu negativer Polarisation stattfindet, ergibt sich damit für die außerhalb des Sonnenvertikals liegenden Punkte eine Drehung der Polarisationsebene, die BREWSTER[1] und nach ihm BOSANQUET[2] formelmäßig darzustellen versuchten. Aus der von AHLGRIMM abgeleiteten Formel für die Polarisationsisoklinen läßt sich auch die Gestalt der BUSCHschen Lemniskate ermitteln, die die Punkte verbindet, deren Polarisationsebene einen Winkel von 45° mit dem Sonnenvertikal bildet. Eine ausführliche Behandlung dieser Fragen findet sich in dem zusammenfassenden Werk von F. BUSCH und CHR. JENSEN[3] sowie in der Arbeit von C. DORNO[4].

Die gleichen Erscheinungen sind auch von KIMBALL[5] am Nachthimmel beobachtet worden, bei Neumond sind keine Polarisationserscheinungen zu bemerken.

Auch bei anderen Himmelserscheinungen zeigt sich Polarisation, freilich ist sie meist durch Reflexionsvorgänge bedingt. RINNE und RÖSCH[6] haben unter Benutzung der FRESNELschen Formeln das Intensitätsverhältnis der parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Komponenten für Haupt- und Nebenregenbogen berechnet und gefunden, daß

für Bogen	1	2	3	4	5	6
J_s/J_p	21	8,5	8,75	6,3	6,5	7,5

ist, also eine starke Polarisation vorhanden ist, die sich bei Beobachtung durch ein NICOLsches Prisma in einer zonenweisen Auslöschung des Regenbogens auswirkt.

9. Erkennung und Messung der Schwingungsrichtung und des Polarisationsgrades. Bei merklichem Polarisationsgrad ist der Nachweis des Vorhandenseins polarisierten Lichtes bereits bei Verwendung einer einfachen polarisierenden Vorrichtung, also eines Polarisationsprismas oder einer Turmalinplatte möglich, da bei Drehung um die Sehrichtung als Achse Helligkeitsschwankungen auftreten. Ist ferner die Schwingungsrichtung des durch den Analysator hindurchgehenden Lichtes bekannt — sie kann gegebenenfalls unter Benutzung einer reflektierenden Fläche bei Beobachtung unter dem Polarisationswinkel leicht ermittelt werden —, so ist auch bei Einstellung auf größte Helligkeit die Schwingungsrichtung der polarisierten Komponente des einfallenden Lichtes gegeben. Besser ist es, wenn man für die Beobachtung statt der zeitlich aufeinanderfolgenden Einstellung auf größte und kleinste Intensität eine Vorrichtung benutzt, bei der als Kriterium gleiche Helligkeit zweier mit möglichst scharfer Trennungslinie aneinanderstoßender Flächen dient, wie dies bei der HAIDINGERschen Lupe der Fall ist. Sie besteht aus einem Kalkspatstab mit vorgesetzter Blende, welch letztere, mit einer Lupe durch den Kristall hindurch beobachtet, verdoppelt erscheint. Bei richtig gewählter Größe der Blende, die durch die Länge des Kalkspatstabes bestimmt ist, stoßen beide Blendenbilder in scharfer Grenze zusammen. Da die die Blendenbilder erzeugenden Bündel senkrecht zueinander polarisiert sind, kann bei Vorhandensein teilweise polarisierten Lichtes Helligkeitsgleichheit nur auftreten, wenn die Schwingungsrichtungen der Bündel unter 45° zur Schwingungsrichtung der polarisierten Komponente stehen.

---

[1] Phil. Mag. (4) 30 (1865).

[2] Phil. Mag. (4) 50, S. 497 (1880); s. auch R. RUBENSON, Mémoire sur la polarisation de la lumière atmosphérique. Upsala 1864.

[3] Tatsachen und Theorien der atmosphärischen Polarisation. Hamburg 1910; s. auch CHR. JENSEN, Met. Z. 49, S. 419 (1932); Gerlands Beitr. 35, S. 161 (1932); A. SINJAGIN, ebenda 38, S. 68 (1933); W. SMOSARSKI, ebenda 38, S. 97 (1933).

[4] Himmelshelligkeit, Himmelspolarisation und Sonnenintensität. Berlin 1919.

[5] Monthly Weather Rev. 31, S. 320 (1903); 33, S. 100 (1905); s. auch DUFAY, J. d. Phys. (6) 10, S. 219 (1929).

[6] Centrbl. f. Min. 1927, Abtlg. A, Nr. 2, S. 33; G. B. DEODHAR, Nature 114, S. 860 (1924).

Die gleiche Wirkung kann erzielt werden bei Benutzung von Prismen nach WOLLASTON, ROCHON oder SENARMONT Auch das CORNUsche Photopolarimeter, im wesentlichen aus einem Doppelbildprisma mit folgendem Analysator bestehend, ist zu diesen Vorrichtungen zu zahlen

Diese Methode gibt sehr unsichere Resultate oder versagt ganzlich, wenn der Polarisationsgrad klein ist Schon beim Polarisationsgrad 0,1 wurde, um eine merkbare Helligkeitsdifferenz der Felder zu erzielen, eine Drehung von $\pm 3°$ erforderlich sein Daher sind, um in solchen Fallen Polarisationsgrad und Polarisationsrichtung zu bestimmen, besondere Polariskope erforderlich, bei denen meist von der SAVARTschen Platte Gebrauch gemacht wird

Die Theorie der Interferenzen, die bei Kombinationen von Kristallplatten auftreten, ist eingehend von MASCART[1] behandelt worden Bei Beschrankung auf Strahlen, die mit der Normale der Platten kleine Winkel bilden, und unter der Voraussetzung geringer Doppelbrechung lassen sich die beim SAVARTschen Polariskop auftretenden Interferenzstreifen in einfacher Weise berechnen Legt man zunachst eine beliebige Kristallplatte zugrunde (Abb 14), so wird ein einfallender Strahl AB innerhalb der Platte in zwei Wellen zerlegt, deren Normalen BC und BE die Winkel r_1 und r_2 mit der Plattennormalen bilden mogen Die Wellennormalen nach dem Austritt sind dann CD und EF Damit ergibt sich fur den Gangunterschied Γ, wenn CG senkrecht zu EF ist,

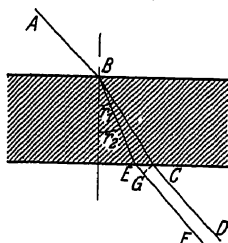



Abb 14 Durchgang eines Strahles durch eine Kristallplatte

$$\Gamma = \frac{BE}{\lambda_2} + \frac{EG}{\lambda_0} - \frac{BC}{\lambda_1},$$

was nach einfacher Umformung und Einfuhrung der Wellenlange λ_0 in Luft an Stelle der Wellenlangen λ_1 und λ_2 im Kristall ergibt

$$\Gamma = \frac{d}{\lambda_0}(n_2 \cos r_2 - n_1 \cos r_1)$$

Abb 15 Spharisches Dreieck Wellennormale - Kristallachse-Plattennormale

Unter den oben angegebenen Voraussetzungen erhalt man dann bei Einfuhrung eines mittleren Winkels r_m

$$\Gamma = \frac{d(n_2 - n_1)}{\lambda_0 \cos r_m}$$

und schließlich, wenn φ den Winkel zwischen Wellennormale im Kristall und Kristallachse bezeichnet,

$$\Gamma = \frac{\varkappa d \sin^2\varphi}{\cos r_m} \tag{26}$$

Ist nun eine Kristallplatte von der Dicke D in der XY-Ebene gegeben, stellt also OZ die Plattennormale dar, und ist OA (Abb 15) die Richtung der Kristallachse, OS die Richtung der Wellennormale im Kristall, so folgt aus dem spharischen Dreieck ASZ

$$\cos\varphi = \cos\vartheta \cos r + \sin\vartheta \sin r \cos\zeta$$

Fur die Kurven gleichen Gangunterschiedes wird dann, wenn man nach Potenzen von $\sin r$ entwickelt und nur Glieder zweiter Ordnung berucksichtigt,

$$\frac{\Gamma}{\varkappa d} = \sin^2\vartheta + \sin^2 r\left\{\frac{1}{2}\sin^2\vartheta + \cos^2\vartheta - \sin^2\vartheta\cos^2\zeta\right\} - \sin r \cos\zeta \sin 2\vartheta \tag{27}$$

Wahrend nun bei Einfall naturlichen Lichtes die beiden innerhalb des Kristalls verlaufenden Wellen als inkoharent zu betrachten sind, daher auch bei Zuruck-

[1] Traité d'Optique 2 (1899)

fuhrung auf eine Schwingungsrichtung durch einen folgenden Analysator nur rein additive Wirkungen ergeben, konnen bei Verwendung homogenen Lichtes Interferenzen sichtbar werden, deren Form je nach der Lage der Achse, also des Winkels ϑ, sich andert, aber immer als Kegelschnitt angesehen werden kann Im weißen Licht sind die Interferenzen nur bei sehr dunnen Platten sichtbar, weil bereits im Minimum der Gangunterschied mehrere Wellenlangen betragt

Setzt man aber, wie bei der SAVARTschen Kombination, zwei Platten gleicher Dicke mit gleicher Achsenlange so hintereinander, daß die Hauptschnitte senkrecht aufeinander stehen, dann folgt, da das Azimut fur die zweite Platte somit um 90° gedreht ist, als Gesamtgangunterschied die Differenz der durch die einzelnen Platten bedingten Gangunterschiede und damit

$$\frac{\Gamma}{\varkappa d} = \sin^2\vartheta \sin^2 r (\sin^2\zeta - \cos^2\zeta) - \sin 2\vartheta \sin r (\cos\zeta - \sin\zeta) \qquad (28)$$

Bei Einfuhrung rechtwinkliger Koordinaten ist ersichtlich, daß die Kurven gleichen Gangunterschiedes und somit auch die Kurven gleicher Intensitat (Farbe) gleichseitige Hyperbeln sind, deren Asymptoten den Winkel zwischen den Hauptschnitten der Platten halbieren und deren Mittelpunkt bei einigermaßen großer Neigung der Kristallachse gegen die Plattenebene stark exzentrisch liegt Die Exzentrizitat ist gegeben durch $\operatorname{ctg}\vartheta$ Der Gesamtgangunterschied fur senkrecht durch die Plattenkombination gehende Strahlen ist Null, ebenso fur alle Punkte der Asymptote, die also hell erscheint, wenn die Schwingungsrichtungen des einfallenden Lichtes und des auf die Plattenkombination folgenden Analysators parallel sind, dunkel auch im weißen Licht, wenn die genannten Schwingungsrichtungen gekreuzt sind

Das aus gekreuzten Platten und Analysator bestehende SAVARTsche Polariskop erlaubt, da sich die durch den polarisierten Anteil des einfallenden Lichtes erzeugten Streifen dem durch den unpolarisierten Anteil gegebenen hellen Grunde uberlagern und daher schon bei geringem Polarisationsgrad sichtbar werden, eine einfache Bestimmung von Polarisationsrichtung und Polarisationsgrad Es ist namentlich zur Beobachtung des Polarisationszustandes leuchtender oder beleuchteter Flachen benutzt worden, bei denen der Polarisationszustand des emittierten oder reflektierten Lichtes von Ort zu Ort sich andert, wie etwa beim Himmelslicht oder bei den Oberflachen der Planeten

LYOT[1] hat die Empfindlichkeit des SAVARTschen Polariskops durch zwei Abanderungen erhoht Zunachst laßt sich die Erkennbarkeit der Streifen dadurch steigern, daß die beiden Streifensysteme, die durch Drehung des Analysators um 90° erhalten werden, also einerseits dasjenige mit hellem Mittelstreifen, andererseits dasjenige mit dunklem Mittelstreifen, die gleichzeitig auftreten, wenn an Stelle des Analysators ein Doppelbildprisma nach WOLLASTON oder eine ahnliche Konstruktion verwendet wird, uberlagert werden Dies tritt ein, wenn die beiden durch das Doppelbildprisma erzeugten Teilbilder um die halbe Breite der Interferenzstreifen verschoben sind Die von LYOT besonders fur Planetenbeobachtung benutzte Anordnung besteht aus einer SAVART-Platte, deren aus Kalkspat hergestellte Einzelplatten 1,4 mm dick sind und somit ein Streifensystem von 10′ Breite im gelben Licht ergeben, und einem Doppelbildprisma aus Glas und Kalkspat, wobei letzteres, aus einem Spaltstuck hergestellt, einen Winkel von 56′ aufweist Ist auf diese Weise der Kontrast der Streifen bereits verdoppelt, so laßt sich eine weitere Empfindlichkeitssteigerung dadurch erzielen, daß mittels einer vorgeschalteten Platte, die gegen die Sehrichtung

[1] Rev d'Opt 5, S 108 (1926), Ann de l'Obs de Paris 8, S 1 (1929)

meßbar geneigt werden kann, ein bestimmter Prozentsatz polarisierten Lichtes zugefugt wird, durch den der Kontrast noch weiter gesteigert werden kann

Schon von ARAGO ist mit Hilfe eines einfachen Doppelbildprismas mit vorgesetzter Quarzplatte festgestellt worden, daß das vom Monde reflektierte Licht merklich polarisiert ist, was von SECCHI bestatigt wurde, desgleichen von ROSSE (1877) und LANDERER (1889) Von letzterem ist der Polarisationswinkel, der hier nicht als Winkel zwischen Strahl und Einfallslot, sondern als Winkel zwischen Strahl und reflektierender Flache gemessen wird, mit 33° 17′ angegeben worden, dies laßt darauf schließen, daß die Mondoberflache aus korniger Lava oder Asche besteht, wenigstens in den Maren, die starkste Polarisation zeigen Der Vergleich mit dem Verhalten irdischer Substanzen, deren Polarisationswinkel in gleicher Weise gemessen, wie oben erwahnt, durch folgende Tabelle gegeben ist, gibt als Substanz mit nahezu gleichem Polarisationswinkel Vitrophyr

Polarisationswinkel von Gesteinen, gemessen als Winkel zwischen Strahl und Reflexionsebene[1]

Basalt	31° 43′
Trachyt	32° 16′
Andesit	32° 50′
Vitrophyr	33° 18′
Obsidian	33° 46′
Eis	37° 20′

Auch die folgenden Messungen haben ahnliche Ergebnisse gehabt SALET weist freilich darauf hin, daß der Polarisationswinkel nicht nur von der Gesteinsart, sondern auch von der Oberflachenbeschaffenheit, vom Politurgrad abhangig ist BARABASCHEFF[2], der ebenfalls, wie die meisten seiner Vorganger, mit einem CORNUschen Photopolarimeter gearbeitet hat, macht nahere Angaben uber den Polarisationsgrad, der nach ihm fur die Mare 47,2%, fur die Landgebiete 17% betragen soll

Ahnliches Verhalten zeigen die Planeten Wahrend die fruheren Messungen nur unsichere Ergebnisse zeitigten und allein ROSSE fur die Venus eine merkliche Polarisation im Betrage von 3,9% nachweisen konnte, geben die neueren Untersuchungen ziemlich starke Polarisation beim Merkur (Polarisationsgrad 0,175) und bei der Venus, bei der die Beobachtungen wegen der großeren Sonnenentfernung gunstiger sind, einen deutlichen Wechsel der Polarisationsebene mit dem Sehwinkel, der aus geozentrischen und heliozentrischen Breiten β, β' und Langen λ, λ' sich in der Form

$$\cos V = \sin\beta \sin\beta' + \cos\beta \cos\beta' \cos(\lambda - \lambda') \tag{29}$$

ergibt oder bei kleinen Werten der Winkel

$$V^2 = (\beta - \beta')^2 + (\lambda - \lambda')^2 \tag{29a}$$

Der Polarisationsgrad ist positiv fur Sehwinkel zwischen 7° und 24°, negativ fur solche zwischen 24° und 147° Mars zeigt im allgemeinen denselben Verlauf wie der Mond, doch zeigen sich besondere Erscheinungen am Rande, Einfluß der Wolken ergibt Abschwachung der Polarisation Jupiter weist eine von Zone zu Zone wechselnde schwache Polarisation auf, die aber an den Polkalotten erheblich anwachst Starke Polarisation der Kalotten ist auch beim Saturn nachgewiesen ($P = 0{,}077$ bis 0,086), in den mittleren Zonen sind Zeichenwechsel vorhanden, an den Randern Anomalien Der Ring ist schwach negativ polarisiert

Fur vergleichende Laboratoriumsversuche sind Anordnungen (Abb 16) benutzt worden, bei denen besonders darauf geachtet werden mußte, daß der

[1] B LYOT, l c S 61 [2] A N 229, Nr 5473, S 7 (1926)

polarisierende Einfluß der Kondensorlinsen und der Prismen ausgeschaltet wird, zu diesem Zwecke empfiehlt sich die Einschaltung einer genugend dicken depolarisierenden Kristallplatte Untersuchungen solcher Art gehen bis in die Mitte des 19 Jahrhunderts zuruck[1]

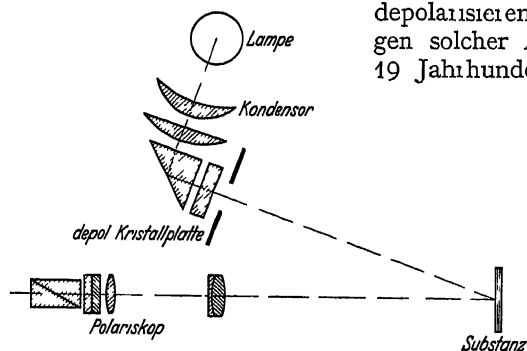



Abb 16 Anordnung zur Messung des Polarisationsgrades des von diffus reflektierenden Flachen zuruckgeworfenen Lichtes

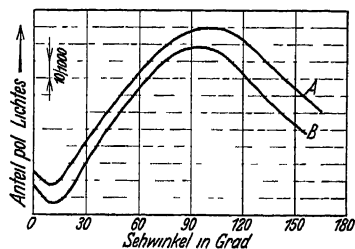



Abb 16a Anteil polarisierten Lichtes nach Reflexion an einer Aschenmischung (A) im Vergleich zur mittleren Mondkurve (B)

Die Ergebnisse einer solchen Vergleichsmessung zeigt Abb 16a Als Abszissen sind die Sehwinkel, als Ordinaten die Anteile polarisierten Lichtes aufgetragen A gibt die fur eine Aschenmischung vom Albedo 0,13 geltenden Werte, B die mittlere Mondkurve

10 Photometrische Anordnungen[2] Die einfache Regulierbarkeit der Intensitat bei polarimetrischen Anordnungen bietet ein gutes Mittel fur photometrische Messungen dar, das schon fruhzeitig in verschiedenen Konstruktionen ausgenutzt worden ist Es seien hier nur einige bewahrte Formen beschrieben Die erste Form dient fur allgemeine Untersuchungen (Abb 17) Bei dem KONIG-MARTENSschen Polarisationsphotometer werden die Intensitaten zweier Blenden B_1 und B_2 verglichen, deren erste unter Zwischenschaltung einer lichtstreuenden Scheibe Licht von der Vergleichslichtquelle L, deren zweite Licht von der auszuwertenden Leuchtflache uber einen diffus streuenden Schirm S und eine ablenkende Prismenkombination P erhalt Die von den Blenden B_1 und B_2 kommenden Strahlen, deren Apertur

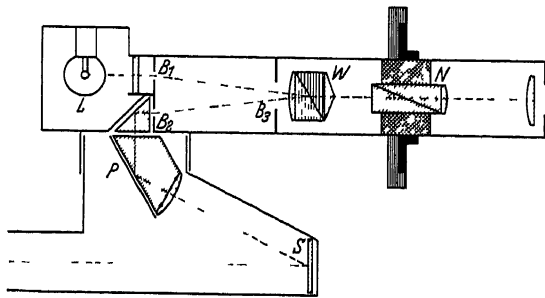



Abb 17 Polarisationsphotometer nach KONIG-MARTENS

durch die Blende B_3 begrenzt wird, werden durch die mit dem WOLLASTON-Prisma verbundene Linse parallel gemacht und in je zwei senkrecht zueinander polarisierte Bundel zerlegt, von denen zwei ebenfalls senkrecht zueinander polarisierte benutzt werden, um in der Okularblende Bilder der Öffnungen B_1 und B_2 zu erzeugen Die durch das Okularnikol betrachtete Kante des Doppelprismas teilt das Gesichtsfeld in zwei bei Drehung des Nikols in der Helligkeit sich

[1] LAPROVOSTAYE u DESAINS, Ann Phys Chim (3) 34, S 215 (1852), WRIGHT, Ann d Phys (4) 1, S 17 (1900), UMOV, Phys Z 6, S 674 (1905), WORONKOFF u POKROWSKI, Z f Phys 30, S 139 (1924), SHOULEJKIN, Phil Mag 48, S 307 (1924)

[2] Siehe HASSENSTEIN, Handb d Astrophysik Bd II/2 1931

andernde Teile Der Apparat kann benutzt werden zur Messung der Polarisation des Himmelslichtes sowie zu densitometrischen Messungen

Beim WILDschen Polarisationsphotometer[1] gelangt das Licht der beiden zu vergleichenden Öffnungen uber zwei Rhomboidprismen A zunachst zu einem Polarisationsprisma B und durchsetzt dann ein Kalkspatrhomboeder C, durch das zwei raumlich sich deckende Teilbundel der von den Öffnungen ausgehenden Strahlen erzeugt werden, die senkrecht zueinander polarisiert sind Das Intensitatsverhaltnis der beiden Schwingungen, das im demjenigen der beiden zu vergleichenden Lichtquellen identisch ist, wird durch ein SAVARIsches Polariskop D ermittelt (Abb 18)

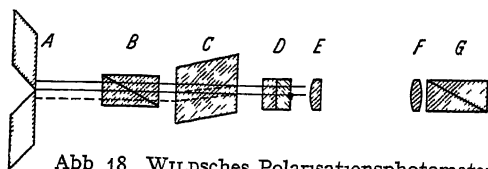



Abb 18 WILDsches Polarisationsphotometer

Das aus den Linsen E und F bestehende Beobachtungssystem liefert ein scharfes Bild der Trennungslinie der Prismen A G ist der zum Polariskop gehorige Analysator

Das NUTTINGsche Photometer[2] ist besonders geeignet fur Absorptionsmessungen Die von dem leuchtenden Spalt S ausgehenden Strahlen (Abb 19) gelangen zu einer Linse L, die die Strahlen parallel macht Die durch die vorgesetzte Blende raumlich getrennten Bundel durchsetzen auf der einen Seite die zu untersuchende absorbierende Substanz V, auf der anderen ein Nikol n_1, worauf die beiden Bundel durch eine Prismenkombination P zusammengefuhrt werden, wobei die Trennungsflache des Rhomboidprismas und des angefugten rechtwinkligen Prismas in beliebiger Weise unterteilt werden kann Da diese durch die folgenden Objektive O_1 und O_2 in der Spaltebene S′ abgebildet werden kann, kann auch in dem folgenden Spektralapparat jede Linie oder Blende beliebig in ihrer Langserstreckung unterteilt werden Das Nikol n_2 dient zur Abgleichung der Intensitaten

Abb 19 NUTTINGsches Photometer

Abb 20 zeigt den Aufbau des Sternphotometers nach GEHLHOFF-SCHERING[3] Bei ihm ist ein neues Meßprinzip verwendet worden, das eine bedeutende Erhohung der Genauigkeit der Messung auch bei punktformigen Lichtquellen ermoglicht Ohne Zwischenschaltung regelmaßig oder diffus reflektierender Flachen wird das Bild der Lichtquelle in der Pupille des Auges entworfen, wodurch erreicht wird, daß der Vergleich auf Flachen statt auf Punkte zuruckgefuhrt wird Daher konnen mit einem solchen Photometer auch sehr schwache Lichtquellen aus-

Abb 20 Sternphotometer nach GEHLHOFF SCHERING

[1] WILD, Pogg Ann 118, S 193 (1863), MOUSSON, Physik 3, S 712 (1880)
[2] L C MARTIN, Optical Measuring Instruments, S 224 London 1924
[3] Z f techn Phys 1, S 247 (1920), 4, S 391 (1923), vgl auch MÜLLER, Photometrie der Gestirne Leipzig 1897

gewertet werden. Der Fehler ist durchschnittlich 0,01 Größenklasse. Während die Objektive O_1 und O_2 das vom Sternbild bzw. von der Blende B ausgehende Licht parallel machen und dem Prisma P zulenken, dessen Trennungsfläche mit dem Okular A beobachtet wird, geschieht die Abschwächung der Vergleichslichtquelle L, die durch C auf der Blendenebene B abgebildet wird, durch zwei Nikols N_1 und N_2, die gegeneinander gedreht werden. Bei sehr geringen Helligkeiten empfiehlt sich die Einschaltung eines dritten Nikols zwischen L und B. F ist ein Farbfilter zum Ausgleich der Farbenunterschiede von Stern und Vergleichslichtquelle.

b) Interferenz.

11. Grundlagen. Einige Erscheinungen, vor allem die von O. WIENER gemachte Beobachtung der stehenden Lichtwellen, haben den periodischen Charakter der Lichtwellen erwiesen. Jedem Glied einer FOURIERschen Reihe, in die man den Vektor f oder g entwickeln kann, läßt sich also eine physikalische Bedeutung beimessen. Man bezeichnet eine solche in einfachster Weise durch eine trigonometrische Funktion darstellbare periodische Welle

$$A = a\cos\left(\frac{2\pi t}{T} - \delta\right)$$

als eine homogene Welle, von der aber vorausgesetzt werden muß, daß der durch sie gegebene Schwingungszustand nur während einer bestimmten Zeit erhalten bleibt. Strenggenommen ist jede Welle aus zahlreichen Einzelwellen nahezu gleicher Periode zusammengesetzt, so daß sowohl die Amplitude a wie die Phasenkonstante δ mit der Zeit langsam veränderlich ist. Dieses Zeitintervall, in dem die Welle als regelmäßig anzunehmen ist, ist im allgemeinen klein gegenüber den Beobachtungszeiten. Zwei beliebige Wellen werden daher, selbst wenn sie von verschiedenen Punkten derselben Lichtquelle ausgegangen sind, keinen Zusammenhang zwischen den Bestimmungsgrößen a und δ aufweisen, und ihre Gesamtwirkung ergibt sich, indem man die Summe ihrer Mittelwerte bildet. Sind die Wellen aber kohärent[1], d. h. besteht zwischen den Größen a und δ ein gesetzmäßiger Zusammenhang, so ist die Intensität der resultierenden Welle eine periodische Funktion des Ortes, es entstehen Interferenzerscheinungen, die geeignet sind, genaue Aufschlüsse über die spektrale Beschaffenheit der Welle zu geben. Freilich ist hierbei Bedingung, daß die beiden interferierenden Wellen gleiche Periode haben. Ist dies nicht der Fall, so ergeben sich Schwebungen, also Intensitäten, die für jeden in Betracht kommenden Ort noch zeitlich veränderlich sind. Solche im wesentlichen theoretisch wichtigen Interferenzerscheinungen sind bereits von DOVE[2] und AIRY[3] behandelt worden. Das tatsächliche Eintreten solcher Änderungen ist von RIGHI[4] durch Versuch nachgewiesen worden.

Bei gleicher Periode (gleicher Wellenlänge) und Kohärenz der sich überlagernden Wellen, die am besten durch Reflexion oder Brechung der von einer Lichtquelle ausgehenden Schwingungen erzeugt werden, bilden sich innerhalb eines begrenzten Raumes Intensitätsunterschiede, bei denen der Abstand zweier aufeinanderfolgender Extremwerte sich mit der Wellenlänge sehr stark ändert und gestattet, entweder bei konstanter Wellenlänge Längen in Bruchteilen der

---

[1] M. v. LAUE, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 9, S. 606 (1907).
[2] Pogg. Ann. 71, S. 97 (1847).
[3] Undulatory Theory of Optics, 3. Ed. 1877, S. 156.
[4] Nuovo Cimento (3) 14, S. 173 (1883); J. de Phys. (2) 2, S. 437 (1883).

bekannten Wellenlänge zu messen oder andererseits kleinste Wellenlängenänderungen zu bestimmen[1]

Beschränkt man sich auf diejenigen Vorgänge, bei denen zwei oder mehrere durch Beugung nicht beeinflußte, in nahezu gleicher Richtung fortschreitende Wellen gleicher Periode den Lichtvektor bestimmen (Interferenzen im engeren Sinne), so kann zweckmäßig eine Einteilung vorgenommen werden nach der Größe der verwendbaren Lichtquelle Für das Zustandekommen der Interferenzerscheinungen der ersten Gruppe ist eine Begrenzung der Fläche der Lichtquelle durch eine punkt- oder spaltförmige Blende erforderlich, womit bereits gesagt ist, daß infolge der Einschnürung der wirksamen Strahlenbündel gleichzeitig Beugungserscheinungen auftreten werden, die eine Beobachtung der reinen Interferenzerscheinung erschweren, während bei der zweiten Gruppe ausgedehnte Lichtquellen und Bündel von großem Querschnitt genügen Freilich ist im zweiten Falle das Raumgebiet, in dem die Interferenzen sichtbar sind, sehr beschränkt, im Grenzfalle auf eine Fläche oder einen Teil einer solchen, bei punktförmigen Lichtquellen ist der Interferenzraum ausgedehnt

Zu den Interferenzerscheinungen der ersten Gruppe gehören diejenigen, welche, schon zu Beginn des 19 Jahrhunderts bekannt, wesentlich dazu beigetragen haben, den Kampf zwischen Undulationstheorie und Newtonscher Emissionstheorie des Lichtes zugunsten ersterer zu entscheiden, nämlich die mit Hilfe der Fresnelschen Spiegel oder des Doppelprismas erzeugten sowie die Erscheinungen bei Billetschen Halblinsen, bei gemischten Blättchen u a[2] Die zweite Gruppe umfaßt alle Erscheinungen, die bei Vorhandensein dünner Blättchen oder auch dickerer Platten, vorzüglich solcher mit planparallelen Begrenzungsflächen, auftreten Ausgehend von den Newtonschen Ringen gelangt man so zu den Haidingerschen, Herschelschen, Jaminschen Streifen und schließlich zu den als Interferenzen gleicher Neigung bezeichneten Formen, die zur Konstruktion der Interferenzapparate hoher Auflösungsfähigkeit geführt haben

12 Interferenzen bei punktförmiger Lichtquelle Werden von einer punktförmigen Lichtquelle L zwei eng benachbarte Bilder L_1 und L_2 erzeugt, von denen eines, wie beim Lloydschen[3] Versuch, durch die Lichtquelle selbst ersetzt werden kann (Abb 21), so überlagern sich die den Bildern entsprechenden reflektierten oder gebrochenen Lichtwellen, deren Amplitude nahezu gleich ist, innerhalb eines durch die Abmessungen der ablenkenden Elemente gegebenen Raumes Die beiden Elementarwellen

$$\left.\begin{aligned} A_1 &= a_1 \cos\left(\frac{2\pi t}{T} + \delta_1\right), \\ A_2 &= a_2 \cos\left(\frac{2\pi t}{T} + \delta_2\right), \end{aligned}\right\} \tag{30}$$

deren Schwingungsrichtung als gleich vorausgesetzt werden kann, da die in

[1] Über die quantentheoretische Behandlung der Interferenzen L de Broglie, C R 177, S 548 (1923), G Breit, Proc Nat Amer Acad 9, S 238 (1923), W Gerlach u A Landé, Z f Phys 36, S 169 (1926), A J Dempster, Phys Rev (2) 27, S 804 (1926), G Wataghin, Z f Phys 51, S 593 (1928) Die Folgerungen decken sich im allgemeinen mit denen der klassischen Theorie, s auch E Fermi, Lincei Rend (6) 10, S 72 (1929), Cim (N S) 7, S 153 (1930), G Racah, Lincei Rend (6) 11, S 837 (1930)

[2] Eine historische Zusammenstellung findet sich in E Gehrcke, Handb der physikalischen Optik, S 317ff Leipzig 1927 Betr Erklärung der Interferenzen nach der Newtonschen Emissionshypothese s auch F Klemm, Die Geschichte der Emissionstheorie des Lichtes Weimar 1932

[3] Trans R S Edinb 17, S 174 (1837), Pogg Ann 45, S 95 (1838), E Mascart, Traité d'Opt 1, S 184 (1899), J B Green, J Opt Soc Amer 7, S 299 (1923)

jeder Welle vorhandenen linearpolarisierten Anteile getrennt betrachtet werden können, setzen sich zu einer Schwingung zusammen, die in der Form

$$B = \{a_1 + a_2 \cos(\delta_1 - \delta_2)\} \cos\left(\frac{2\pi t}{T} + \delta_1\right) + a_2 \sin(\delta_1 - \delta_2) \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \delta_1\right) \quad (31)$$

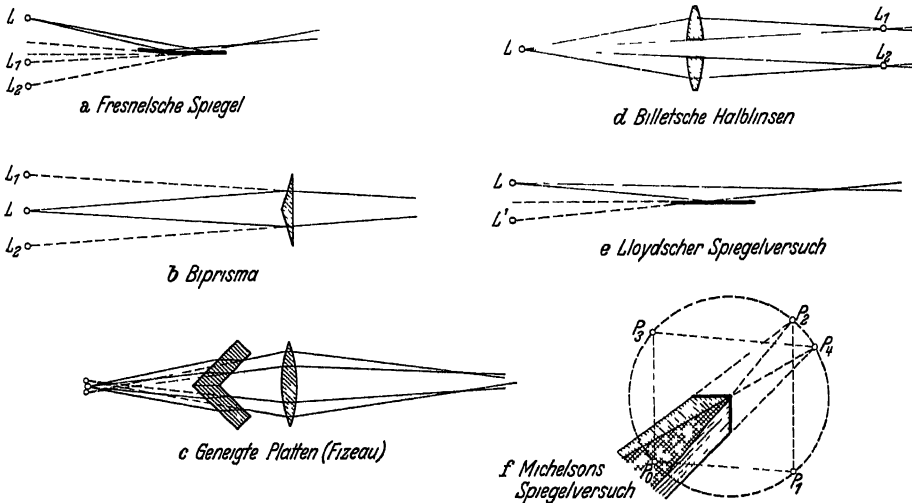



Abb 21 Anordnungen zur Erzeugung von Interferenzen geringen Gangunterschiedes mit Hilfe von Spiegeln, Linsen und Prismen

dargestellt werden kann, also wieder eine Schwingung von gleicher Periode ergibt, deren Amplitude b ist

$$b = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos(\delta_1 - \delta_2)} \quad (32)$$

ist Die Lichtstärke (Helligkeit, Intensität) J einer linearpolarisierten Welle, die sich als Summe der potentiellen und kinetischen Energie der schwingenden Ätherteilchen ergibt, läßt sich darstellen in der Form

$$J = b^2 \quad (33)$$

Nach der elektromagnetischen Theorie folgt für die Energie, die in der Zeit dt durch eine in einer Wellenfläche liegende Fläche F hindurchgeht,

$$\mathfrak{S}\ F\ dt = \frac{q}{4\pi}(f^2 + g^2) F\ dt,$$

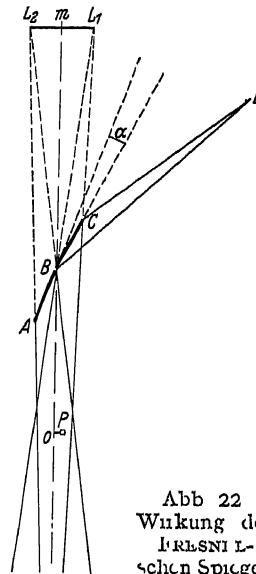
wobei in einer hinreichend großen Zeit für die Mittelwerte zu setzen ist

$$\frac{1}{T}\int_0^T f^2 dt = \bar{f}^2, \qquad \frac{1}{T}\int_0^T g^2 dt = \bar{g}^2,$$

Abb 22 Wirkung der Fresnelschen Spiegel

so daß die in der Zeiteinheit durch die Fläche F gestrahlte Energie gleich der Summe der Quadrate der voneinander unabhängigen Amplituden ist

Die Intensität ist somit abhängig von dem Phasenunterschied $(\delta_1 - \delta_2)$ der Teilwellen Setzt man gemäß Abb 22 $Om = x$, $OP = y$, so sind die Wege von L_1 und L_2 nach P bei $L_1 L_2 = l$

$$\sqrt{x^2 + \left(\frac{l}{2} + y\right)^2} - \sqrt{x^2 + \left(\frac{l}{2} - y\right)^2}$$

und damit der Phasenunterschied im Punkte P bei der Wellenlänge λ

$$\delta_1 - \delta_2 = \frac{2\pi l y}{\lambda x}$$

Bei gleichen Amplituden beider Elementarbündel ($a_1 = a_2$) ist daher

$$J = 4a^2 \cos\frac{\pi l y}{\lambda x}, \tag{34}$$

und die Intensität ändert sich periodisch sowohl mit x wie mit y Die Höchstwerte werden viermal so groß wie bei Wirkung eines der Lichtpunkte L_1 oder L_2, der Übergang zu den absoluten Minimalwerten erfolgt sinusförmig, ein Verhalten, das allen durch Zusammenwirkung zweier Elementarbündel entstehenden Interferenzen gemeinsam ist Sind die Intensitäten der Einzelbündel ungleich, so baut sich die Helligkeitsschwankung auf einem gleichförmigen Grunde von der Lichtstärke $a_1^2 - a_2^2$ auf, die Sichtbarkeit der Interferenzen wird also kleiner wegen der geringeren Helligkeitsunterschiede

Die Form der Flächen gleicher Helligkeit, die sich nach den Näherungsrechnungen als Kegel mit der Achse mO ergeben würden, sind in Wirklichkeit zweischalige Hyperboloide, deren Brennpunkte die sekundären Lichtquellen selbst sind, denn für sie gilt unmittelbar die Beziehung, die die Orte gleicher Helligkeit auszeichnet die Differenz der Wege von L_1 und L_2 nach einem Punkt der Hyperboloidflächen ist konstant

Die an dem Beispiel der Fresnelschen Spiegel durchgeführten Betrachtungen lassen sich ohne weiteres auf die übrigen in Abb 21 zusammengestellten Interferenzen übertragen Es entstehen nur Streifen von niederer Ordnung (von kleinem Gangunterschied), die symmetrisch zu dem achromatischen Streifen nullter Ordnung liegen Daher sind die Interferenzen auch im weißen Licht sichtbar im Gegensatz zu den Interferenzen höherer Ordnung, die nur im homogenen Lichte beobachtet werden können und deshalb im allgemeinen eine ziemlich weitgehende Vorzerlegung des Lichtes benötigen Andererseits ist zu beachten, daß sowohl die Ausdehnung der Lichtquelle wie auch die Aufstellung der ablenkenden Elemente Einfluß auf die Intensitätsverteilung hat Besonders trifft dies zu für die mit Spiegelung arbeitenden Kombinationen, weil bei ihnen jede Lagenänderung der Spiegel sich als Ablenkung oder Verschiebung der Strahlen mit doppelter Größe auswirkt

Einfacher zu handhaben sind die an das Fresnelsche Biprisma anschließenden Anordnungen, bei denen freilich die Entfernung zweier aufeinanderfolgender Streifen noch von dem Brechungsindex der verwendeten Materialien abhängt[1] Wesentlich ist hierbei, daß die für den Streifenabstand maßgebende Ablenkung durch die Prismenteile, die bei der Kleinheit der brechenden Winkel ε in der Form $(n-1)\varepsilon$ geschrieben werden kann, durch Einbettung des Prismas in ein Medium von höherem Brechungsindex abnimmt Eine geeignete Anordnung ist von Winkelmann[2] angegeben worden

Den Übergang von den vorerwähnten Interferenzerscheinungen, bei denen für die Mitte des Streifensystems der Gangunterschied Null ist, zu denjenigen, welche einen endlichen Gangunterschied für die Mitte ergeben, bilden die Ringe, die bei gemischten Blättchen auftreten Besteht eine dünne, als planparallel zu betrachtende Schicht aus einer größeren Zahl von Elementen mit verschiedenem Brechungsindex, so erleiden die durchgehenden Wellenteile je nach der Größe der Brechungszahl verschiedene Verzögerungen, und das Bild der Lichtquelle

---

[1] A Fresnel, Œuvres compl 1, S 330 (1866—1870)
[2] Z f Instrk 22, S 275 (1902)

erscheint durchzogen und umgeben von farbigen Ringen, deren Abstand verhaltnismaßig groß ist Die ersten Beobachtungen dieser Art ruhren her von THOMAS YOUNG, dessen Erklarung jedoch nach BREWSTER nicht als vollig einwandfrei angesehen werden kann[1]

Nimmt man die Lichtquelle in großer Entfernung an und betrachtet man demgemaß die interferierenden Wellenzuge als parallel, so findet man bei einer Plattendicke d den Gangunterschied der durch die Medien mit den Brechungszahlen n_1 und n_2 gehenden Teilwellen gleich [s Ziff 9]

$$d\left(\sqrt{n_1^2 - \sin^2 i} - \sqrt{n_2^2 - \sin^2 i}\right), \tag{35}$$

woraus fur senkrechten Einfall folgt

$$d(n_1 - n_2),$$

wahrend fur die Einfallswinkel i_m, fur welche der Gangunterschied gegen die Mitte ein ganzes Vielfaches einer Wellenlange betragt, gilt

$$\sin^2 i_m = \frac{4p(n_1 + p)(n_2 - p)(n_1 - n_2 + p)}{(2p + n_1 - n_2)^2}, \quad \text{wobei} \quad 2p = \frac{m\lambda}{d} \tag{36}$$

Selbstverstandlich uberlagern sich dieser Erscheinung infolge des Vorhandenseins der Begrenzungsflachen der einzelnen kleinen Elemente stets Beugungserscheinungen, die aber verhaltnismaßig leicht von den Interferenzringen getrennt werden konnen[2]

Eine genauere Behandlung dieser Erscheinungen erfordert die Berucksichtigung der Reflexion und Brechung an den Grenzen der verschieden brechenden Elemente gemischter Platten Es gelingt so, die Besonderheiten zu erfassen, die bei den einfachen Annahmen nicht erklart werden konnen[3] Rein geometrisch-optisch findet man Strahlen, die nicht durch ein Element von bestimmtem Brechungsindex mit einfacher Brechung beim Eintritt und Austritt verlaufen, sondern nach dem Eintritt in die Schicht ein oder zwei Brechungen oder eine Reflexion an den Zwischenflachen erleiden und trotzdem parallel austreten, wie Abb 23 andeutet Ahnlichen Strahlenverlauf zeigt die von OHM[4] beschriebene Erscheinung, die bei einer punktformigen Lichtquelle entsteht, wenn in den Gang der Lichtstrahlen eine Planparallelplatte mit abgeschrägtem oder abgerundetem Rand hineingebracht wird

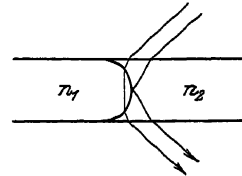



Abb 23 Interferenzen gemischter Platten

13 Interferenzen dunner Blattchen Die grundlegenden Beobachtungen fur diese Gruppe von Erscheinungen gehen auf BOYLE, HOOKE und NEWTON zuruck Es handelt sich dabei zunachst um die Farbenerscheinungen, die dunne Schichten durchsichtiger Substanzen annehmen, wenn sie, in Medien von abweichendem Brechungsindex eingebettet, im durchgehenden oder reflektierten Licht betrachtet werden, wobei die Farbe oder bei homogenem Licht die Intensitat an einem bestimmten Orte abhangig ist von der Dicke der Schicht und dem Einfallswinkel

Die Erklarung fur diese Erscheinungen ist bereits durch die vorhergehenden Erorterungen gegeben Durch Aufspaltung der einfallenden Welle an den Grenzflachen der Schicht in einen reflektierten und einen gebrochenen Teil entstehen

[1] TH YOUNG, Phil Trans 1802, S 390, D BREWSTER, ebenda 1838, S 73

[2] Siehe hierzu K EXNER, Sitzber K Akad Wiss Berl 1875, II Abt, 11 Marz und 25 Nov

[3] C V RAMAN u B BANERJI, Phil Mag 41, S 338, 860 (1921), C V RAMAN u K S RAO, ebenda 42, S 679 (1921)

[4] Pogg Ann 49, S 105 (1840)

Teilwellen von verschiedener Amplitude, von denen jedoch meist nur zwei in Betracht kommen, weil die Amplitude der ubrigen außerordentlich klein wird, ihre Wirkung also vernachlassigt werden kann

Die FRESNELschen Reflexionsformeln geben fur senkrechten Einfall unabhangig von dem Polarisationszustand einen Reflexionsfaktor

$$\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2,$$

der fur die normalerweise in Betracht kommenden Substanzen Werte zwischen 0,02 und 0,08 annimmt, so daß bei Betrachtung der einmal reflektierten Bundel die Intensitaten sich wie 1 1,1 bzw wie 1 1,2 verhalten, wahrend die weiteren Komponenten in der Großenordnung von 0,00001 bzw 0,0001 liegen Beim durchgelassenen Licht sind die zweimal reflektierten Anteile nur Bruchteile eines Prozentes der direkt durchgelassenen Strahlung, und die Interferenzstreifen sind bei der sinusformigen Intensitatsanderung, die in beiden Fallen vorhanden ist, sehr schwach sichtbar Der Gangunterschied der interferierenden Wellen ist fur den Einfallswinkel 0° gleich dem doppelten Produkt $2nd$ aus Brechungszahl und Dicke, vermehrt um die Phasenanderung, die bei Reflexion im dichteren am dunneren Medium stattfindet

Die Anwendung dieser im weißen Licht nur in wenigen Ordnungen im homogenisierten Licht auch bei hoherer Ordnungszahl sichtbaren Interferenzen ist im allgemeinen nur beschrankt, zumal eine strenge Behandlung, die bei keilformiger Schicht und Einschluß großerer Einfallswinkel notwendig wird[1] ziemlich umstandliche Formeln erhalt, die zeigen, daß der Ort der Interferenzen keineswegs innerhalb der Schicht liegt, ferner, daß die Richtung der Streifen nicht streng den Stellen gleicher Dicke folgt Eine unmittelbare Bestimmung der Schichtdicke ist daher nur moglich, wenn unter nahezu senkrechtem Einfall bei geringem Keilwinkel beobachtet wird, ein Fall, der praktisch zur Feststellung geringer Abweichungen einer optisch wirksamen Flache gegenuber einer als fehlerfrei zu betrachtenden (Probeflache) benutzt wird, wobei noch beachtet werden muß daß bei ungenugenden Dickenabmessungen der zu vergleichenden Stucke infolge der Adhasionskrafte Deformationen auftreten, die wesentliche Anderungen der Flachenformen bedingen

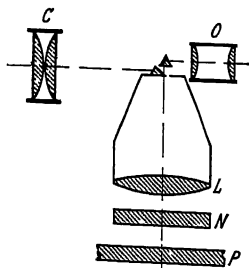



Abb 24 Interferenzapparat zur Prufung von Planflachen

Will man diese Unvollkommenheiten beseitigen und die im wesentlichen qualitative Methode zu einer quantitativen umwandeln, so muß man sich eines Apparates bedienen, bei dem die beiden Grundbedingungen, moglichst senkrechter Einfall und endlich dicke, Adhasionswirkungen ausschließende Zwischenschicht, erfullt sind

Solche Konstruktionen sind von ABBE, SCHONROCK, M SCHULTZ und H SCHULZ[2] angegeben worden, wobei in erster Linie die genaue Prufung ebener Flachen fur Interferenzapparate ins Auge gefaßt war Der Aufbau ist in Abb 24 wiedergegeben Das von einer ziemlich homogenen Lichtquelle (Quecksilberlampe, Heliumrohr) ausgehende Licht wird durch den Kondensor C dem Ab

[1] W FEUSSNER, Wied Ann 14, S 566 (1881), Sitzber Ges z Beford d Nat Wiss Marburg 1888 S 76, s auch E V D PAHLEN, Ann d Phys (4) 39, S 1567 (1912), eine Anwendung zur Bestimmung des Durchmessers dunner Drahte s H KREUSLER, Z f techn Phys 13, S 241 (1932)

[2] S CZAPSKI, Z f Instrk 5, S 149 (1885), E BRODHUN u O SCHONROCK, ebenda 22, S 355 (1902), M SCHULTZ, ebenda 32, S 258 (1912), H SCHULZ, ebenda 34, S 252 (1914), s auch G MABBOUX, Rev d'Opt 6, S 470 (1927)

lenkungsprisma zugeleitet und gelangt durch die Beleuchtungslinse L, die gleichzeitig als Lupe (oder Fernrohrobjektiv) dient, zu der schwach keilförmigen, mit der Normalfläche versehenen Platte N, unter die das zu prüfende Stück P mit Hilfe eines auf Kugeln geführten Schlittens gebracht wird; zur Einstellung auf Parallelität der zu prüfenden Flächen dienen feingängige Schrauben an der Fassung der Normalplatte, die durch Schneckentrieb gesenkt werden kann. Bei Beobachtung der Ringe gleicher Neigung (s. w. u.) wird das Okular O benutzt.

Als einfaches Hilfsmittel zur angenäherten Bestimmung der Wellenlängen kann man vor dem Spalt ein Blättchen anbringen, das durch den Spalt hindurch von der Seite des Kollimators her mit weißem Licht beleuchtet wird. Ist dieses schwach keilförmig und die Keilkante parallel zur Spaltrichtung, so erscheint das Spektrum von Interferenzstreifen durchzogen (kanneliertes Spektrum), deren Entfernung sich aus der Gleichung

$$p_a \lambda_a = p_b \lambda_b = 2d \tag{37}$$

ergibt, wobei d die Dicke des Blättchens, λ_a und λ_b die Wellenlängen in diesem, p_a und p_b die auf die doppelte Dicke des Blättchens entfallende Zahl der Wellenlängen bedeuten. Ist eine der Wellenlängen bekannt, dann ist die andere durch Auszählung der zwischen ihnen liegenden Streifen unmittelbar zu ermitteln.

Unter geeigneten Umständen gelingt es, die Zahl der zur Erzeugung der Interferenzstreifen beitragenden Teilwellen bedeutend zu erhöhen, indem durch Erhöhung des Reflexionskoeffizienten auch den mehrfach reflektierten Anteilen eine noch merkliche Intensität zugeführt wird. Dies kann geschehen entweder durch Vergrößerung des Einfallswinkels, mit dem die FRESNELschen Reflexionskonstanten anwachsen, oder durch Anwendung mehr oder weniger durchlässiger Metall- (Silber-) Schichten, die durch chemischen Niederschlag oder kathodische Zerstäubung erhalten werden[1]. Mit wachsender Zahl der wirkenden Teilwellen wird der Abfall vom Maximum zum Minimum steiler und der Unterschied zwischen Maximum und Minimum nimmt mit dem Anwachsen der Reflexionskoeffizienten zu.

Abb. 25. Erzeugung HERSCHELscher Streifen.

Diese Gesetzmäßigkeiten zeigen sich am deutlichsten bei den HERSCHELschen Streifen, die an einer dünnen Luftschicht zwischen zwei rechtwinkligen Prismen entstehen (Abb. 25)[2]. Bei hinreichend dünner Luftschicht entstehen in der Nähe der Grenze der Totalreflexion schon bei Beleuchtung mit weißem Licht Interferenzstreifen von um so größerer Schärfe, je näher sie der genannten Grenze liegen. Die Erscheinung liegt im Unendlichen, wird also bei Akkommodationsruhe auf die Netzhaut oder bei Zwischenschalten einer Linse in der Brennebene abgebildet.

Die Intensität hängt ab von den Reflexionskoeffizienten und vom Einfallswinkel und kann auf folgendem Wege gefunden werden. Trifft eine Welle mit der Normalen AB_1 aus dem ersten Medium kommend (Abb. 26) auf die erste Grenzfläche, so entstehen aus dem Strahl AB_1 eine Reihe von reflektierten Strahlen B_1E_1, B_2E_2, B_3E_3, ... sowie durchgehende C_1D_1, C_2D_2, C_3D_3, ... von ab-

[1] R. RITSCHL, Z. f. Phys. 69, S. 578 (1931).

[2] W. HERSCHEL, Phil. Trans. 1809, S. 274; W. TALBOT, Phil. Mag. (3) 9, S. 401 (1836); O. LUMMER, Sitzber. K. Akad. Wiss. Berl. 24, S. 504 (1900); s. auch H. JOACHIM, Nachr. K. Ges. d. Wiss. Göttingen Mai 1907.

nehmender Amplitude, die sich zu je einer Welle zusammensetzen, deren Wellenfunktion für das durchgelassene Licht ist

$$\sum_{p=0}^{\infty} \mu_1 \mu_1' (\mu')^{2p} f\left(t - \frac{r}{q} - \frac{(2p+1)\delta}{q_1} - \frac{\varrho_{p+1}}{q}\right) \tag{38}$$

Die Koeffizienten μ', μ_1, μ_1', die die Änderung des Lichtvektors beim Übergang über die Grenzflächen und bei der Reflexion darstellen, lassen sich auf einen Koeffizienten zurückführen vermöge der Beziehungen

Abb. 26. Interferierende Teilbündel bei einer Planparallelplatte.

$$\mu' = -\mu, \qquad \mu_1 = 1 + \mu, \qquad \mu_1' = 1 - \mu,$$

während für das Argument abkürzend gesetzt werden kann

$$\alpha - p\beta,$$

so daß (38) übergeht in

$$\sum_{p=0}^{\infty} (1 - \mu^2)\mu^{2p} f(\alpha - p\beta)$$

Setzt man weiter für f

$$f(t) = e^{i\omega t},$$

so daß der reelle Teil eine homogene Welle von der Frequenz ω darstellt, so wird

$$\sum_{p=0}^{\infty} (1 - \mu^2)\mu^{2p} e^{i\omega(\alpha - p\beta)} = \frac{(1 - \mu^2)\, e^{i\omega\alpha}}{1 - \mu^2 e^{-i\omega\beta}},$$

und bei Isolierung des reellen Teiles ergibt sich die Intensität der in der vorgegebenen Richtung fortschreitenden Welle

$$J_d = \frac{(1 - \mu^2)^2}{1 - 2\mu^2 \cos\omega\beta + \mu^4}, \tag{39}$$

wobei

$$\omega\beta = \frac{4\pi d \cos r \cdot n}{\lambda}.$$

Für die reflektierte Welle ergibt sich aus dem Energieprinzip

$$J_r = 1 - J_d = \frac{4\mu^2 \sin^2\frac{\omega\beta}{2}}{1 - 2\mu^2\cos\omega\beta + \mu^4}. \tag{40}$$

Durchgelassene und reflektierte Streifensysteme sind also komplementär zueinander[1]. Im durchgelassenen Licht sind die Maxima scharf auf dunklem Grunde, im reflektierten Licht sind die Minima vollkommen, d. h. sie haben die Intensität Null. Der Kontrast, für den gemäß (39) folgt

$$\frac{J_{\min}}{J_{\max}} = \left(\frac{1 - \mu^2}{1 + \mu^2}\right)^2,$$

wächst mit dem Werte des Reflexionskoeffizienten, doch ist zu beachten, daß bei $\mu = 1$ die gesamte Energie bereits in den ersten Strahl B_1E_1 verlegt wird, eine Interferenzerscheinung daher nicht zustande kommen kann. Bei endlicher Zahl der mitwirkenden Bündel treten zwischen den Hauptmaxima schwächere Nebenmaxima auf, die gemäß folgender Gleichung

$$J_d = (1 - \mu^2)^2 \frac{(1 - \mu^{2p})^2 + 4\mu^{2p}\sin^2\frac{p\omega\beta}{2}}{(1 - \mu^2)^2 + 4\mu^2\sin^2\frac{\omega\beta}{2}} \tag{41}$$

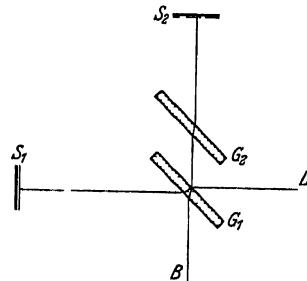
[1] O. LUMMER, Sitzber. K. Akad. Wiss. Berl. 24, S. 504 (1900).

mit der Zahl der zur Wirkung gelangenden Bündel wachsen Die beobachteten Erscheinungen entsprechen vollkommen den Folgerungen der Theorie, die auch noch auf den Fall ausgedehnt werden kann, daß das einfallende Licht in einem beliebigen Azimut linearpolarisiert ist[1]

Ist der Wert der Reflexionskoeffizienten nahezu 1, so tritt eine Verdopplung der Streifen auf, die am deutlichsten hervortritt, wenn das erste Büschel ausgelöscht wird, was sehr leicht erreicht werden kann, weil die Azimute der austretenden Strahlenbündel sehr verschieden sind Diese Erscheinung ist außerordentlich empfindlich gegen Phasenänderungen und ist deshalb von Sorge benutzt worden, um geringe Elliptizitäten zu messen, wobei als Besonderheit erwähnt sein mag, daß bei dieser Methode die Unterscheidung von negativer und positiver Elliptizität unmittelbar erzielt wird[2], ebenso eignet sich das Verfahren zur Feststellung geringer Doppelbrechungen Bei Anwendung eines geeigneten Kompensators lassen sich bei 1 cm Dicke noch Brechungsindexdifferenzen von $5 \cdot 10^{-7}$ messen

14 Michelsonsches Interferometer Statt die beiden zur Erzeugung kohärenter Lichtquellen dienenden reflektierenden Flächen unmittelbar hinter- oder nebeneinander anzuordnen, benutzt Michelson Hilfsspiegel, die es ermöglichen, beide räumlich getrennt aufzustellen und dadurch die beiden interferierenden Strahlengänge vollständig zu trennen Zu diesem Zwecke dient eine (gegebenenfalls halbdurchlässig versilberte) Glasplatte G_1, an der das von der Lichtquelle L (Abb 27) kommende Licht aufgespalten wird Ein Teil gelangt nach Durchgang durch die Platte G_1 zum Spiegel S_1 und von dort aus zurück nach G_1 und zum Beobachter B Der andere Teil gelangt durch die Platte G_2 zum Spiegel S_2 und rückwärts durch G_2 und G_1 ebenfalls zum Beobachter B Das Prinzip, das mannigfacher Abwandlungen fähig ist[3], erlaubt eine vielfache Anwendung, zumal man durch Neigung eines der Spiegel von den Interferenzen planparalleler Platten zu solchen keilförmiger übergehen kann und die Ausweitung dadurch erleichtert wird, daß die theoretischen Voraussetzungen sehr einfache sind die Einfallswinkel sind klein, mehrfache Reflexionen treten nicht auf, und der Einfluß der Brechungen der Platten G_1 und G_2 ist ausgeschaltet, wenn diese von gleicher Dicke sind

Abb 27 Michelsonsches Interferometer

Je nach Stellung der Spiegel zueinander sind die Interferenzen gerade Linien oder Kegelschnitte, die bei Neigung der Spiegel im Endlichen liegen, während bei Parallelstellung in der Brennebene eines Objektivs Kreise entstehen Ein gewisser Widerspruch zu den Folgerungen Feussners ist von G Krause[4] aufgeklärt worden, der zeigte, daß die Interferenzkurven bei kleinem Öffnungswinkel des optischen Systems vom 4 Grade sind und daher auch in die vorerwähnten Kurven 2 Grades übergehen können Die Abweichungen der

[1] O Lummer, Ann d Phys 23, S 49 u 63 (1907), H Schulz, ebenda (4) 26, S 139 (1908)

[2] K Sorge, Inaug -Diss Breslau 1909

[3] A A Michelson, Amer J of Science (3) 39 S 115 (1890), Light Waves and their Uses Chicago 1907

[4] Ann d Phys (4) 48 S 1037 (1915) Statt der Glasplatte G_1 kann ein Prismenpaar mit versilberter Zwischenschicht benutzt werden Siehe R M Langer, J Opt Soc Amer 16, S 134 (1928) Die Kompensationsplatte fällt dann fort Ein einfaches Verfahren zur Demonstration der Wirkungsweise des Michelsonschen Interferometers siehe O H Knesser Z f Phys 30, S 251 (1929)

FEUSSNERschen Theorie sind also auf die Näherungen zurückzuführen, die vorgenommen werden mußten, um bei ausgedehnten Lichtquellen zu geschlossenen Ausdrücken zu gelangen.

Die Anordnung ist in verschiedener Weise ausgenutzt worden. Wie bereits bemerkt, ist die Intensitätsverteilung im Idealfall rein sinusförmig und würde es auch für jeden Gangunterschied, der durch Bewegung der Spiegel innerhalb weiter Grenzen verändert werden kann, bleiben. Abweichungen hiervon treten auf einerseits bei Zusammenwirkung mehrerer Wellen von abweichender Periode, andererseits bei Änderung von Form und Größe der Lichtquelle.

Sind zwei Wellen λ_1 und λ_2 vorhanden, so wird bei einer bestimmten Verschiebung d eines Spiegels aus der Nullage (Gangunterschied Null)

$$2d = (m - 1)\lambda_1 = m\lambda_2$$

sein müssen, die Ordnung m der Interferenzen beider Wellenzüge sich um Eins unterscheiden, beide Systeme befinden sich in Konsonanz. Bei weiterer Verschiebung entfernen sich die Maxima für beide Systeme voneinander, bis schließlich die Maxima des einen Systems auf die Minima des andern fallen (Dissonanz), ein Spiel, das sich bei den Natriumlinien nach etwa 1000 Interferenzen wiederholt[1]. Geringen Unterschied der Wellenlängen vorausgesetzt, der sich nicht durch Farbunterschiede bemerkbar macht, würde daher bei kontinuierlicher Änderung des Abstandes d die Sichtbarkeit der Interferenzen, die durch

$$V = \frac{J_1 - J_2}{J_1 + J_2} \tag{42}$$

definiert wird[2], einen Rückschluß auf die Struktur eines Wellenlängengemisches gestatten, das Wellenlängenverhältnis ergibt sich aus dem Abstand der Konsonanzen, das Intensitätsverhältnis aus den Sichtbarkeitsweiten. Leider sind die Schlüsse nicht vollkommen eindeutig[3], behalten aber als Ergänzung der übrigen Methoden ihren Wert.

Wichtiger und einwandfreier ist die Verwendung zur Bestimmung der Abmessungen einer Lichtquelle. In der Tat hängt bei den von MICHELSON betrachteten Kombinationen, die in Abb. 28 zusammengestellt sind, die Sichtbarkeit noch von den Abmessungen der interferierenden Bündel ab. Betrachtet man eine Anordnung nach Abb. 29 mit wachsendem Abstand der Blendenöffnungen, so findet man, daß an Stelle der bei kreisförmiger Öffnung selbst kreisförmigen Beugungsringe, die das Bild einer kleinen Lichtquelle umgeben, Interferenzstreifen auftreten, deren Sichtbarkeit von der Lage der Durchtrittsöffnungen und der Größe der Lichtquelle abhängig ist und benutzt werden kann, um beispielsweise den Durchmesser von Sternen zu bestimmen oder Doppelsterne zu trennen, die von einfachen Fernrohren auch bei Anwendung stärkster Vergrößerung nicht mehr aufgelöst werden können. Schon FIZEAU[4] hat auf diese Möglichkeit hingewiesen, die von M. STÉPHAN, MICHELSON und HAMY[5] behandelt worden ist. Auf den Zusammenhang mit den FRAUNHOFERschen Beugungserscheinungen

---

[1] FIZEAU, Ann. Chim. Phys. (3) 66, S. 429 (1862).

[2] A. A. MICHELSON, Phil. Mag. (5) 31, S. 338 (1891); 34, S. 280 (1892); J. d. Phys. (3) 3, S. 11 (1894); Trav. et mém. du Bureau intern. de poids et mesures 11, S. 129 (1894).

[3] Lord RAYLEIGH, Phil. Mag. (5) 34, S. 407 (1893). Betr. den von MICHELSON benutzten Apparat zur Darstellung der Sichtbarkeitskurven siehe A. A. MICHELSON u. S. W. STRATTON, ebenda (5) 45, S. 85 (1898). Allgemein siehe J. MACÉ DE LÉPINAY, Franges d'interférence. Paris 1902.

[4] l. c. S. 29.

[5] M. STÉPHAN, C. R. 74 (1873); 78 (1874); M. MICHELSON, Phil. Mag. (5) 30, S. 1 (1890); M. HAMY, B. A. 16, S. 257 (1899); A. A. MICHELSON, Science (N. S.) 57, S. 703 (1923).

an zwei Spalten weist JANSS[1] hin und zeigt, wie mit einem Fernrohr von 900 mm Objektivbrennweite und 58 mm Objektivdurchmesser der Durchmesser von Planetenscheiben ermittelt werden kann. Hatte MICHELSON zuerst seinen Messungen die einfache Formel

$$\varepsilon = 1,22\lambda/l$$

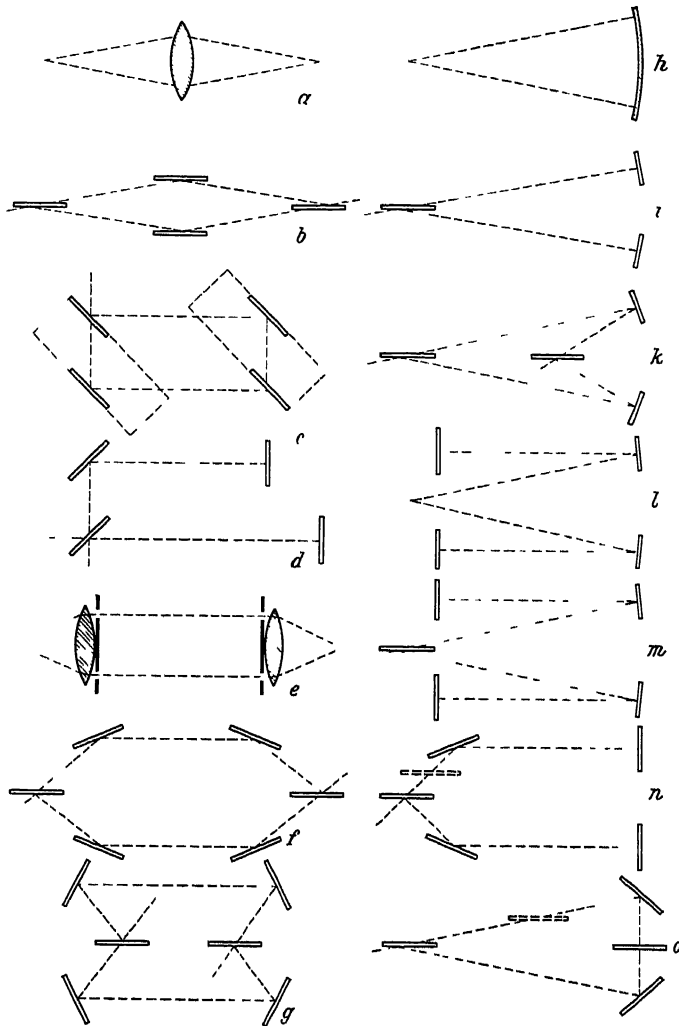



Abb. 28. Verschiedene Interferenzanordnungen nach MICHELSON.

zugrunde gelegt, in der ε den Sterndurchmesser, λ die Wellenlänge, l den Abstand der Öffnungen vor dem Objektiv bedeutet, deren Durchmesser als klein gegenüber dem Abstand angenommen wurde, so zeigte HAMY, daß die Berücksichtigung der Spaltbreite unerläßlich ist. In erster Näherung ist bei einem Abstand der Öffnungen l und einem Öffnungsdurchmesser a zu setzen[2]

$$\varepsilon = \frac{\lambda}{l}\left(1,22 + 0,15\,\frac{a^2}{l^2}\right)$$

[1] Z. f. Unterricht 36, S. 95 (1923).

[2] M. HAMY, C. R. 173, S. 888 (1921); 174, S. 904 (1922); 175, S. 1123 (1922).

Legt man senkrecht zur Richtung der vor dem Fernrohrobjektiv befindlichen Spalte eine Ebene durch die Objektivachse und bezeichnet den Winkelabstand zwischen dem Mittelpunkt des Sternbildes in der Brennebene und einem ebenfalls in der Brennebene und der oben definierten Ebene gelegenen Punkt P mit Θ, dann wird nach Einführung der Abkürzungen

$$\tau = \frac{2\Theta}{\varepsilon}, \qquad \frac{a}{l} = \alpha, \qquad m = \frac{\pi l \varepsilon}{2\lambda}$$

die Intensität im Punkte P

$$J = 2\int_{-1}^{+1} \sqrt{1 - n^2} \left[\frac{\sin m\alpha(n-\tau)}{m\alpha(n-\tau)}\right]^2 \cos^2 m(n-\tau)\, dn \tag{43}$$

Bei Entwicklung nach Potenzen von α und Beschränkung auf die zweiten Potenzen erhält man als Lösung

$$m = 1{,}916 - 1{,}15\,\alpha^2,$$

von der ausgehend man J auch für größere Werte von α zahlenmäßig mit hinreichender Näherung berechnen kann[1]

Als allgemeinsten Ausdruck für die in der Richtung Θ, Φ durch ein in der Richtung ω, ψ gelegenes Element erzeugte Intensität gibt SPENCER JONES[2]

$$J = \iint J^2 \cos^2 \frac{\pi l}{\lambda}(\omega - \Theta) \left[\frac{\sin\frac{\pi a}{\lambda}(\omega - \Theta)}{\frac{\pi a}{\lambda}(\omega - \Theta)}\right]^2 \left[\frac{\sin\frac{\pi h}{\lambda}(\Phi - \psi)}{\frac{\pi h}{\lambda}(\Phi - \psi)}\right]^2 d\omega\, d\psi \tag{44}$$

Das Integral geht bei Reihenentwicklung nach a/l über in einen Ausdruck von der Form

$$J = \mathrm{const} + f(\Theta) + p^2\Phi(\Theta),$$

aus dem, wenn der einem Extremwert zugeordnete Wert von Φ für $a/l = 0$ bekannt ist, auch die Koeffizienten für endliche Spaltbreite sich ergeben, so daß schließlich

$$\varepsilon = 1{,}22\,\frac{\lambda}{l}\left\{1 + 0{,}765\left(\frac{a}{l}\right)^2\right\} \tag{45}$$

Bei einem elliptischen Stern, dessen scheinbare Kontur durch

$$a\psi^2 + 2b\psi\omega + c\omega^2 = 1$$

darstellbar ist, ergibt sich der gleiche Wert wie für kreisförmige Scheiben, wenn unter ε der senkrecht zur Spaltrichtung gemessene Halbmesser verstanden wird Auch für eine Kreisscheibe mit abnehmender Intensität nach dem Rande lassen sich allgemeine Folgerungen ziehen Für Doppelsterne mit gleicher Größe

---

[1] M HAMY, C R 176, S 1849 (1923)

[2] M N 82 S 513 (1922) In noch allgemeinerer Weise entwickelt die Helligkeitsverteilung H KÜHNE [Ann d Phys (5) 4, S 215 (1930)] und kommt zu dem Schluß, daß bei geeigneter Anordnung die Genauigkeit auf das Fünffache erhöht werden kann Eine Abänderung, bei der zwei weit auseinanderstehende Zolostatenspiegel benutzt werden sollen, gibt E H SYNGE [Phil Mag (7) 10, S 291 (1930)] an A DANJON [C R 196, S 1720 (1933)] benutzt ein Interferenzmikrometer, das Okular des Fernrohres wird durch eine Zerstreuungslinse mit JAMINschem Kompensator ersetzt und das Beugungsbild mit einem kleinen Fernrohr beobachtet Ein dunkler Streifen zwischen den beiden Bildern verschwindet bei kreisförmiger Öffnung, wenn der scheinbare Durchmesser der Scheibe $1{,}86\,\frac{\lambda}{D}$, oder bei Doppelsternen, wenn der Abstand der Komponenten $0{,}90\,\frac{\lambda}{D}$ ist (D = freie Objektivöffnung)

der Komponenten im Abstande η ist das Integral in zwei Teile zu zerlegen, und man findet

$$\eta = \frac{\lambda}{2l}\left[1 + \frac{\pi}{12}\left\{1 + \frac{\pi(\pi+4)}{32}\left(\frac{\varepsilon}{a}\right)^2\right\}\left(\frac{a}{l}\right)^2\right]. \tag{46}$$

Die Sichtbarkeitsfunktion ist nach MICHELSON und PEASE

$$V_n(k) = \frac{F(k,n)}{F(0,n)}, \qquad F(k,n) = \int_0^1 (1-x^2)^{n+\frac{1}{2}} \cos kx\, dx \qquad k = \frac{2\pi b R}{\lambda d},$$

wobei b der Abstand der Spiegel, R der Sternradius, d die Sternentfernung und n eine von der Intensitätsverteilung abhängige Zahl ist (Variationskoeffizient für Helligkeitsverteilung). Wie GANS gezeigt hat, ist die Funktion $V_n(k)$ mit Hilfe BESSELscher Funktionen darstellbar in der Form

$$V_n(k) = \pi(n+1)\left(\frac{2}{k}\right)^{n+1} J_{n+1}(k),$$

wodurch die Berechnung außerordentlich erleichtert wird[1].

Nach MICHELSONS Vorschlag läßt sich die für die Genauigkeit des Verfahrens maßgebende Entfernung der Spiegel noch steigern, wenn durch eine gemäß Abb. 29 auszuführende Spiegelkombination vor dem Objektiv des Beobachtungsfernrohrs die Spalte durch die äußeren Spiegel selbst ersetzt werden.

Abb. 29. Spiegelanordnung zur Messung von Sterndurchmessern mit Hilfe von Interferenzen.

Auf die Anwendung des MICHELSONschen Interferometers zur Auswertung des Meters in Wellenlängen sei hier nur kurz hingewiesen[2].

15. Interferenzspektroskop nach LUMMER-GEHRCKE. Gegenüber dem MICHELSONschen Verfahren, welches aus der bei wachsender Dicke der Platten sich ändernden Sichtbarkeit einen Schluß auf die Zusammensetzung eines Wellengemisches zieht, bieten die Interferenzapparate hoher Auflösungsfähigkeit den Vorteil, unmittelbar ein Bild von der Struktur enger Wellenlängenbezirke zu geben. Das Auflösungsvermögen eines spektroskopischen Apparates wird definiert durch

$$A = \frac{\lambda}{d\lambda}.$$

Da dieses proportional dem Produkt aus der Zahl der interferierenden Bündel und dem Gangunterschied zweier aufeinanderfolgender Teilwellen ist, müssen Planparallelplatten von hinreichender Dicke (genügendem Gangunterschied der Teilwellen) und genügender Zahl der mitwirkenden Bündel eine hohe Auflösungsfähigkeit ergeben, die nur dadurch beeinträchtigt wird, daß das Dispersionsgebiet verhältnismäßig klein ist. Dieses ist dadurch gegeben, daß das Maximum der Ordnungszahl h für die Wellenlänge λ mit dem Maximum der Ordnungszahl $h \pm 1$ für die Wellenlänge $\lambda + d\lambda$ zusammenfällt[3].

Bei der von LUMMER benutzten Anordnung (einer Planparallelplatte, deren Brechungsindex höher als derjenige der Umgebung sein muß, weil der Gang-

[1] R. GANS, Phys. Z. 25, S. 335 (1924); Contrib. Estud. Cienc. (La Plata) 3, S. 361 (1925). F. G. PEASE, Interferometer Methods in Astronomy, Erg. d. exakten Naturw. X. 1931.

[2] A. MICHELSON und R. BENOIT, Trav. et mém. du Bureau intern. de poids et mesures 11, S. 40 (1895). Eingehende Darstellung in BERNDT-SCHULZ, Technische Längenmessungen, 2. Aufl. Berlin 1929; E. GEHRCKE, Handb. der physik. Optik I, S. 471ff. Leipzig 1927.

[3] K. FÖRSTERLING, Lehrbuch der Optik. Leipzig 1928.

unterschied aufeinanderfolgender Bundel in Luftplatten nur gering ist) ist das Auflosungsvermogen gegeben durch

$$\frac{2Nd}{\lambda}\sqrt{n^2-1}\,, \tag{47}$$

wahrend fur das Dispersionsgebiet gilt

$$\frac{\lambda^2}{2d\sqrt{n^2-1}}$$

(N Anzahl der interferierenden Bundel, d Dicke der Platte, n Brechungsindex) Um moglichst scharfe Interferenzen zu erhalten, mussen die Bundel streifend aus der Platte austreten, wodurch freilich die Zahl der interferierenden Bundel etwas eingeschrankt wird und die theoretische Auflosungsfahigkeit noch von der Lange der Platte abhangig wird Der bei großem Einfallswinkel betrachtliche Verlust bei der ersten Reflexion ist von GEHRCKE durch Aufsetzen eines Prismas auf die Platte vermieden worden[1] (Abb 30) Durch geeignete Form des Prismas gelingt es, noch Austrittswinkel von 88° zu benutzen, und es ist moglich, den Reflexionskoeffizienten noch dadurch zu steigern, daß man parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht einfallen laßt (s ZEEMAN-Effekt)

Abb 30 Aufsatzprisma fur Planparallelplatten

Naturgemaß ist es von großter Wichtigkeit die Flachen einwandfrei eben und parallel zu machen[2] ebenso mussen hohe Anforderungen an die Homogenitat des Glases gestellt werden Wenn es auch gelungen ist, leistungsfahige Platten herzustellen (B Halle Nchf Steglitz, A Hilger, London, C Zeiss, Jena), so ist es doch wichtig, durch die Methode der gekreuzten Platte eine einwandfreie Unterscheidung zwischen wirklich auftretenden Linien und „Geistern", deren Auftreten durch Plattenfehler bedingt ist, treffen zu konnen Zwei hintereinander gestellte, zueinander geneigte Platten geben an Stelle der kreisformigen Interferenzstreifen Interferenzpunkte, deren Einzelsysteme bei reellen Linien diagonal gegeneinander verschoben sind (Abb 31), Geister liegen auf den Verbindungslinien der Punkte eines Systems[3]

Abb 31 Interferenzpunkte bei gekreuzten Platten

16 PEROT-FABRYsche Platte Die fur das Zustandekommen scharfer Interferenzen notwendigen hohen Werte der Reflexionskoeffizienten konnen auch erreicht werden, wenn man die Reflexionsflachen mit schwach durchsichtigen Metalluberzugen versieht Man wahlt hierfur meist die Innenflachen zweier leicht keilformiger Platten (Abb 32) Die Anzahl der interferierenden Buschel hangt nur noch ab von dem Reflexionskoeffizienten, ihr Durchmesser von demjenigen der Platten, solange die Neigung des einfallenden, meist parallelen Strahlenbundels gegen die Normale der Flachen klein ist Die Interferenzen

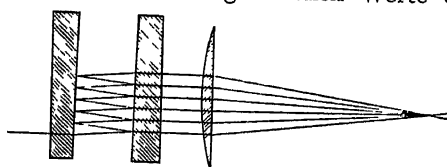



Abb 32 PEROT FABRY-Platte

[1] O LUMMER u E GEHRCKE, Sitzber K Akad Wiss Berl 1902, S 11, Ann d Phys (4) 10, S 457 (1903), M ADAM, Z f techn Phys 14, S 26 (1933)

[2] Bei einem Keilwinkel von etwa 1′ ergeben sich noch scharfe Interferenzstreifen E GEHRCKE u L JANICKI, Ann d Phys (4) 39, S 335 (1912)

[3] E GEHRCKE u O v BAEYER, Ann d Phys (4) 20, S 269 (1906), s auch H SCHULZ, Phys Z 12, S 1211 (1911)

entstehen bei parallelem Licht als ein System konzentrischer Kreise in der Brennebene einer hinter den Platten eingefügten Linse[1]. Wegen des veränderlichen Abstandes ist auch das Auflösungsvermögen, für das sich der Wert $A = \frac{2Nd}{\lambda}$ ergibt, veränderlich, ebenso das Dispersionsgebiet, das mit $\Delta\lambda = \lambda^2/2d$ kleiner ist als das der LUMMER-GEHRCKE-Platte. Der Bequemlichkeit der Handhabung wegen werden jedoch, vor allem für Feinstrukturuntersuchung von Spektrallinien, Platten mit konstantem Abstand (Etalons) benutzt, die Einzelplatten werden durch einen Ring aus Invar oder Indilatanstahl, zuweilen auch durch Ringe aus geschmolzenem Quarz in richtiger Stellung gehalten[2]. Zu beachten ist, daß wegen des Phasensprunges an der Silberschicht die optische Dicke einer solchen Kombination sich von Wellenlänge zu Wellenlänge ändert. Zur Bestimmung der Dicke und damit auch der Ordnungszahl sind verschiedene Verfahren benutzt worden, die teils auf der Bestimmung der „Streifenüberschüsse", teils auf der Beobachtung der Koinzidenzen beruhen, d. h. derjenigen Stellen, an denen die Maxima verschiedener Wellenlängen zusammenfallen[3].

Ist p_1 die Ordnungszahl des ersten Ringes für eine bestimmte Wellenlänge λ_1, so gilt für das Ringzentrum $p_0 = p_1(1+\varepsilon_1)$ und entsprechend für eine zweite Wellenlänge λ_2 beim ersten Ring dieses Systems eine Ordnungszahl des Ringzentrums von $p_2(1+\varepsilon_2)$, so daß aus dem System von Gleichungen

$$2d = p_0\lambda_1 = p_1(1+\varepsilon_1)\lambda_1 = p_2(1+\varepsilon_2)\lambda_2 = p_3(1+\varepsilon_3)\lambda_3 \cdots,$$
$$p_2 + \varkappa_2 = (p_1 + \varkappa_1)\lambda_1/\lambda_2,$$
$$p_3 + \varkappa_3 = (p_1 + \varkappa_1)\lambda_1/\lambda_3,$$
$$p_i + \varkappa_i = (p_1 + \varkappa_1)\lambda_1/\lambda_i$$

bei annähernd bekannter Dicke d der Luftschicht und genau gemessenen Überschüssen $\varkappa_\nu = p_\nu \varepsilon_\nu$ die Ordnungszahlen und damit auch die Dicke gefunden werden können. Läßt sich diese Methode vorwiegend bei verhältnismäßig geringen Wellenlängendifferenzen verwenden, so erfordert die Methode der Koinzidenzen, die vorwiegend für metrologische Zwecke in Frage kommt, meist größere Wellenlängendifferenzen, weil durch das Auftreten von Mischfarben bestimmter Art (Heliumlicht) die Erkennung der Koinzidenzen erleichtert wird.

Durch Kombination zweier Platten erzielt man, wie GEHRCKE und LAU[4] nachgewiesen haben, eine Verschärfung der Interferenzen, wie schon daraus geschlossen werden kann, daß die Zahl der interferierenden Bündel erhöht wird. Formelmäßig ergibt die Erweiterung auf drei reflektierende Flächen

$$J_2 = \frac{(1-\mu^2)^3}{\left|(1-\mu^2)^2 + 4\mu^2\sin^2\frac{\omega\beta}{2}\right|^2}, \tag{48}$$

oder bei drei Platten gleicher Dicke, die sich berühren (vier Flächen),

$$J_3 = \frac{(1-\mu^2)^4}{\left|(1-\mu^2)^2 + 4\mu^2\sin^2\frac{\omega\beta}{2}\right|^3} \tag{49}$$

---

[1] A. BOULOUCH, J. de Phys. (3) 2, S. 316 (1893); CH. FABRY u. A. PEROT, Ann. Chim. Phys. (7) 12, S. 459 (1897); 16, S. 115 (1899); 22, S. 564 (1901).

[2] E. GOOS, Z. f. Instrk. 32, S. 320 (1912). Neuerdings ist von H. NAGAOKA und T. MISHIMA [Proc. Imp. Acad. Tokyo 2, S. 156 (1926)] vorgeschlagen worden, die PEROT-FABRY-Platte mit einem Prisma konstanter Ablenkung zu vereinigen. Man schneidet das Prisma so, daß die Strahlen nach der Totalreflexion die neue Trennungsfläche senkrecht treffen und auch senkrecht in den abgeschnittenen Teil hineingehen. Der Abstand wird durch drei Quarzstücke konstant gehalten.

[3] MACÉ DE LÉPINAY, Ann. Chim. Phys. (6) 10 (1887); (7) 11 (1897); A. A. MICHELSON u. R. BENOIT, J. de Phys. (3) 7, S. 57; PEROT u. FABRY, Ann. Chim. Phys. (7) 16 (1899).

[4] Z. f. techn. Phys. 8, S. 157 (1927).

Nun läßt sich aber bei solchen Kombinationen, für die man am besten außenseitig versilberte Glas- oder Quarzplatten wählt, noch etwas weiteres erzielen: eine Erhöhung der Auflösungsfähigkeit ohne Verminderung des Dispersionsgebietes, wenn die Platten mit verschiedener Dicke gewählt werden[1]. Die als Dispersionsdifferenzstreifen bezeichneten Interferenzen erklären sich wie folgt: Eine Welle bestimmter Richtung kann nur dann durch beide Platten hintereinander hindurchgehen, wenn beide für denselben Winkel Maxima ergeben. Wenn also der zweite Etalon z. B. dreimal so dick ist wie der erste, so würden in den gleichen Winkelbereich des dickeren Etalons dreimal soviel Streifen fallen wie beim ersten, von denen aber nur jeder vierte Streifen durchgelassen wird. Dabei würde aber Bedingung sein, daß die Dicke der beiden Platten so gewählt ist, daß wirklich für einen Winkel eine strenge Koinzidenz erzielt wird. Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens solcher vollkommener Koinzidenzen ist bei gebrochenen Werten des Dickenverhältnisses größer, und zwar scheint besonders geeignet ein Dickenverhältnis von $n \pm 0{,}30$, am besten 1 : 1,7[2].

Bei einer solchen, von LAU als Multiplex-Interferenzspektroskop bezeichneten Kombination ist das theoretische Auflösungsvermögen vollkommen erreicht worden, dessen Werte für einige Interferenzapparate hoher Auflösungsfähigkeit in folgender Tabelle zusammengestellt sind.

Tabelle 5.

Interferenzapparat	Zahl der interferierenden Büschel	Auflösungsvermögen
LUMMER-Platte		
Dicke 5 mm	17	340000
„ 10 „		680000
PEROT-FABRY-Platte: Reflexionsvermögen 95%		
5 mm Abstand	40	800000
10 „ „		1600000
Multiplex-Interferenzspektroskop		
5,9 und 10 mm	200	2400000
16,8 und 28,6 mm		6900000

Der Unterschied der Leistungsfähigkeit ist gut zu ersehen aus Abb. 33, die oben das Ringsystem einer PEROT-Platte von 5,0 mm Dicke, unten dasjenige einer Platte von 2,94 mm, in der Mitte aber die Wirkung beider Platten angibt. Gegenüber der dickeren Platte ist das Dispersionsgebiet fünffach vergrößert, gegenüber der kleineren dreimal, was mit der theoretischen Forderung vollkommen übereinstimmt, denn die Abstände der Ringsysteme würden für den vorgegebenen Fall durch die Zahlenfolgen

0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15
0 1,7 3,4 5,1 6,8 8,5 10,2 11,9 13,6 15,3

bestimmt, deren obere für die dickere, deren untere für die dünnere Platte gilt.

Der allgemeine Aufbau für ein Multiplex-Interferenzspektroskop ist in Abb. 34 wiedergegeben. Das vom beleuchteten Spalt S_1 ausgehende Licht wird durch das Kollimatorobjektiv parallel gemacht, durchsetzt dann die für die Aussonderung des Dispersionsgebietes notwendige Prismenkombination, für die zwei Prismen

[1] E. LAU, Z. f. Phys. 63, S. 313 (1930); s. auch W. HOUSTON, Phys. Rev. (2) 29, S. 478 (1927).

[2] E. LAU, Phys. Z. 31, S. 973 (1931); Ann. d. Phys. (5) 10, S. 71 (1931); E. LAU u. E. RITTER, Z. f. Phys. 76, S. 190 (1932); E. PAULS, Phys. Z. 33, S. 405 (1932); P. H. VAN CITTERT, Ann. d. Phys. (5) 13, S. 753 (1932). Über Steigerung der Leistungsfähigkeit allgemein siehe E. LAU, Z. f. Instrk. 49, S. 57 (1929).

konstanter Ablenkung aus schwerem Flint genügen (für Untersuchungen im UV Prismen aus Quarz), und gelangt dann zu dem Objektiv, daß das Spektrum auf dem Spalt S_2 abbildet, die folgende Anordnung ist das einfache Interferenzspektroskop mit dem Multiplexplattensatz J und der Kamera K. Eine Vereinfachung ist möglich, indem Prismenkombination P und Multiplex-Interferenz-

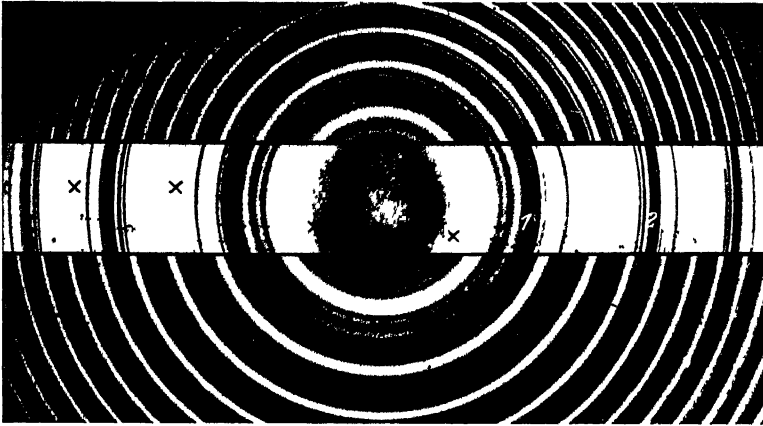
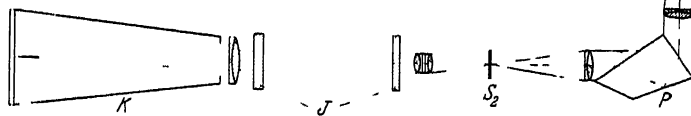



Abb 33. Vergleich des Dispersionsgebietes des Multiplex-Interferenzspektroskops (Mitte) mit den Dispersionsgebieten der Einzelplatten

spektroskop J unmittelbar hintereinander aufgestellt werden. Durch diese Anordnung, bei der Vorzerlegung und Apparat hoher Auflösungsfähigkeit zusammengezogen sind, werden unnötige Lichtverluste infolge Verminderung der Zahl der vom Licht zu durchlaufenden Flächen so weit vermieden, daß selbst bei relativ schwachen Lichtquellen noch eine ausreichende Lichtstärke erzielt wird[1].

Das ebenfalls zu den Interferenzapparaten hoher Auflösungsfähigkeit zu rechnende **Stufengitter** stellt eine Kombination von Beugungsgitter und Interferenzapparat dar, für welche die Intensitätsverteilung sich aus den bereits angegebenen Ausdrücken (39) bis (41) durch Hinzufügung eines die Beugungswirkung kennzeichnenden Faktors ergibt. Es ist[2], wenn die Stufenbreite l, der durch die Beugung bedingte Gangunterschied $a = n \sin i - \sin i$ ist,

$$J = \left|\frac{\sin\left(\pi\frac{la}{\lambda}\right)}{\pi\frac{la}{\lambda}}\right|^2 \frac{(1-\mu'^p)^2 + 4\mu'^p m^2 \frac{\omega\beta}{2}}{(1-\mu^2)^2 + 4\mu^2 m^2 \frac{\omega\beta}{2}} \tag{50}$$

Abb 34. Interferenzspektrograph mit getrennter Vorzerlegung

Das Auflösungsvermögen des Stufengitters ist unabhängig von der Stufenbreite nur bedingt durch die Zahl der Stufen und die Dicke d der einzelnen Glasplatten

[1] H. SCHULZ, Z. f. Instrk. 53, S. 319 (1935).
[2] O. LUMMER, Wiss. Abh. d. Physik.-Techn. Reichsanst. 4, Heft 1 (1904), A. A. MICHELSON, Ap. J. 8, S. 36 (1896), J. de Phys. 8, S. 305 (1899).

sowie durch den Brechungsindex n, und zwar ist

$$A = \frac{N d (n-1)}{\lambda^2},$$

das Dispersionsgebiet

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{d(n-1)}$$

17 Interferenzen durch mehrere Platten Prufung optischer Systeme Sind die vorbeschriebenen Interferenzapparate fur die spektroskopische Untersuchung geeignet, so ist das Anwendungsgebiet der folgenden Erscheinungen vorwiegend die Feststellung von Gangunterschieden in Systemen, die ihrer Natur nach anderen Zwecken dienen sollen, und zwar kann es sich einerseits darum handeln, geringfugige Dicken- oder Brechungszahlanderungen zu bestimmen oder die Wirkungsweise von Abbildungssystemen (Abbildungsfehler von Objektiven) zu ermitteln

Als alteste der hierher gehorigen Anordnungen ist die von Brewster beschriebene zu betrachten[1], stellt man zwei Glasplatten von gleicher Dicke hintereinander unter einem gewissen Winkel zueinander geneigt auf, so entstehen mehrere Bundel 1, 2, 3, 4, 5, 6, die samtlich miteinander interferieren konnen Bei vollkommener Parallelstellung wurde der Gangunterschied der Strahlen 2 und 3 einerseits, der Strahlen 5 und 6 andrerseits, fur jeden beliebigen Einfallswinkel Null sein Bei gegeneinander geneigten Platten hangt er vom Einfallswinkel ab, und die entstehenden Interferenzstreifen liegen um so weiter auseinander, je kleiner der Winkel ist, den die Platten miteinander bilden Wegen der geringen Große der Gangunterschiede bei schwacher Plattenneigung sind die Interferenzen auch im weißen Licht zu beobachten Selbst bei ungleich dicken Platten konnen infolge von mehrfachen Reflexionen unter bestimmten Bedingungen gleichfalls Interferenzen im weißen Licht beobachtet werden Es moge ein Strahl in der Platte G (Abb 35) $2m$-Reflexionen, in der Platte G' hingegen $2m'$-Reflexionen erleiden, ein anderer kohaerenter Strahl erfahre dagegen $2p$ Reflexionen in G und $2p'$ Reflexionen in G' Ist dann der Gangunterschied beispielsweise fur senkrechten Einfall in der ersten Platte D, in der zweiten D', so ist der Gangunterschied der beiden Strahlen

Abb 35 Brewstersche Interferenzen

$$(p-m)D + (p'-m')D' = A,$$

der gleich Null wird, wenn

$$\frac{D}{D'} = -\frac{p'-m'}{p-m},$$

oder, da die Gangunterschiede, gleichen Brechungsindex in den Platten vorausgesetzt, proportional den Dicken d und d' sind

$$\frac{d}{d'} = -\frac{p'-m'}{p-m}$$

Es gibt somit eine Fulle verschiedener Kombinationen, bei denen solche Interferenzen auftreten konnen, zumal ja bei verschiedenem Brechungsindex und endlicher Neigung der relative Gangunterschied noch mit der Neigung veranderlich ist, wodurch sich die verschiedenartigsten Formen von Interferenzkurven ergeben, die eingehender von Ketteler u a behandelt worden sind[2]

[1] Edinb R S Trans 7, S 435 (1817)

[2] E Ketteler, Beobachtungen uber die Farbenzerstreuung in Gasen Bonn 1865, L Zehnder, Wied Ann 34, S 91 (1888), E Schmidt, ebenda 46, S 1 (1892)

Die von PEROT und FABRY bei der Auswertung des Meters benutzten Überlagerungsstreifen (franges de superposition) sind eng verwandt mit den BREWSTERschen Streifen[1], und auch die von LUMMER[2] im Anschluß an MASCARI[3] behandelte Erscheinung läßt sich auf den BREWSTERschen Fall zurückführen, wie Abb 36 erkennen läßt Die Form der Interferenzstreifen ändert sich mit dem Neigungswinkel der Platten, und zwar treten bei kleinen Winkeln nahezu kreisförmige Ellipsen auf, die mit größerer Neigung flacher werden, bei bestimmter Stellung in gerade Linien und schließlich in Hyperbeln übergehen

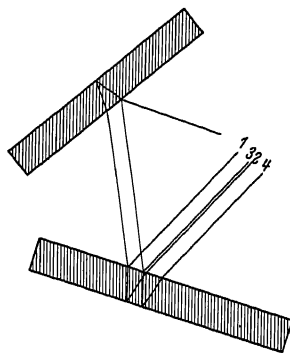



Abb 36 Interferenzen bei geneigten Platten gleicher Dicke

WAETZMANN[4] entwickelt aus der MASCARI-LUMMERschen Anordnung, die nur eine Platte benötigt, eine Methode zur Untersuchung von Linsen und Linsensystemen auf Abbildungsfehler Ein auf die Platte P (Abb 37) fallender Strahl AB wird durch P in zwei Strahlen zerlegt, die durch die Linse L im Brennpunkte F vereinigt werden und nach Reflexion an einem in der Brennebene senkrecht zur Linsenachse stehenden Spiegel (Nullstellung) wieder durch die Linse zum Spiegel zurückgelangen Wenn die Linse frei von Abbildungsfehlern ist, so ist der Gangunterschied der austretenden Strahlen Null, und das Gesichtsfeld erscheint gleichmäßig hell, bei Verschiebung des Spiegels aber weisen die austretenden Strahlen einen bestimmten Gangunterschied auf, und es entwickelt sich eine ausgedehnte Interferenzerscheinung, die der JAMINschen nahe verwandt ist

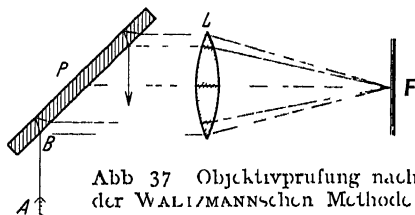



Abb 37 Objektivprüfung nach der WAETZMANNschen Methode

Der Ort der Interferenzen ist, wie theoretisch und experimentell nachweisbar ist, in unmittelbarer Nähe der Brennebene des Linsensystems zu suchen, bei nichtkorrigierten Systemen sind auch in der Nullstellung des Spiegels Interferenzen vorhanden, die bei Verschiebung des Spiegels nicht mehr symmetrisch zur Nullstellung sind Sphärische Unterkorrektion oder Überkorrektion ändert bei gleicher Bewegungsrichtung des Spiegels die Interferenzen im entgegengesetzten Sinne Ein Maß für die Größe der sphärischen Fehler bildet die Krümmung der Streifen, Auftreten eines Wendepunktes kennzeichnet den Übergang von Unterkorrektion zu Überkorrektion in der zugeordneten Zone

Eine genauere Verfolgung auch der räumlich verlaufenden Strahlen ergab, daß die Interferenzerscheinung unter Berücksichtigung von Strahlen beliebiger Neigung gleichabständige senkrechte Streifen gibt, wenn die Bedingungen erfüllt sind, die die Vernachlässigung höherer Winkelpotenzen zulassen, wenn nämlich aus größerer Entfernung mit kleiner Eintrittspupille beobachtet wird[5]

Nähere Angaben über die Abänderungen bei schräger Stellung der Linse, also bei Einwirkung außeraxialer Fehler, von denen in erster Linie Koma,

[1] CH FABRY u A PEROT Ann Chim Phys (7) 12 S 475 (1897) ebenda 16, S 331 (1899), 22, S 572 (1901)
[2] Wied Ann 24 S 417 (1885) [3] Ann Chim Phys (4) 23, S 146 (1871)
[4] Ann d Phys (4) 39, S 1042 (1912)
[5] E BRATKE, Inaug-Diss Breslau 1922 E BRATKE u E WAETZMANN, Ann d Phys (4) 72, S 501 (1923)

Astigmatismus und Bildfeldkrummung in Frage kommen, hat E HABERLAND[1] gemacht Trotz der unubersichtlichen Formeln gelingt es, fur die ihrem Wesen nach gleichbleibende Erscheinung Ausdrucke zu finden, die in verhaltnismaßig einfacher Weise die wichtigsten Großen zu ermitteln gestatten, wobei selbstverstandlich Vorbedingung ist, daß die zur Auswertung notwendigen Beobachtungen oder Aufnahmen im homogenen Licht gemacht werden Durch Abanderung der Wellenlange sind dann die chromatischen Fehler zu bestimmen

Eine gleichen Zwecken dienende Methode hat unter Benutzung der MICHELSONschen Anordnung TWYMAN[2] entwickelt Fugt man in den Strahlengang Abb 27 zwischen Glasplatte G_1 und Spiegel S_1 das zu prufende optische System, gegebenenfalls unter Neigung des letzteren oder bei Linsensystemen unter Ersatz des ebenen Spiegels durch einen Kugelspiegel ein, so wurden bei einem idealen System wieder die Interferenzen der dunnen Blattchen entstehen, die durch Abbildungsfehler oder Flachenfehler entsprechend deformiert werden Der Ort der Interferenzen scheint in dem System zu liegen, und es konnen somit die Abbildungsfehler sofort nach der Zugehorigkeit zu einer bestimmten Zone lokalisiert werden

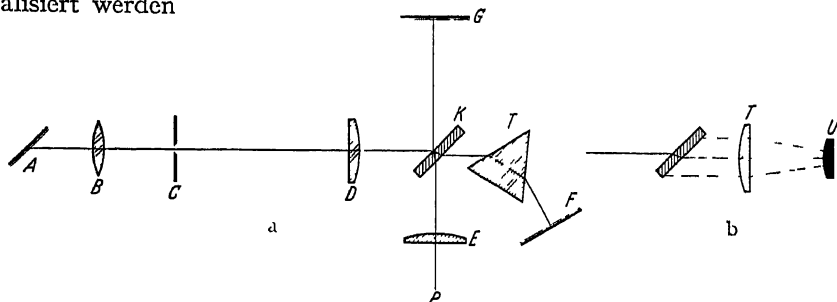



Abb 38a u b TWYMANsches Interferometer zur Untersuchung von Linsen und Prismen

Die fur Prismen und Linsen gewahlten Ausfuhrungen sind in Abb 38a und b schematisch dargestellt Durch Spiegel A und Linse B wird das Licht einer Quecksilberdampflampe auf der Blende C konzentriert, durch die Linse D parallel gemacht und fallt auf die ruckseitig versilberte Platte K Der eine Teil des Lichtes kommt uber den Spiegel G, die Platte K und die Linse E zum Auge des Beobachters bei P Der andere Teil des Lichtes durchsetzt das Prisma oder die Linse T und wird durch den Planspiegel F oder den Kugelspiegel U (Abb 38b) wieder auf dem Wege uber die Platte K dem Beobachter zugeleitet F oder U sind in einem kreisformigen Schlitz verschiebbar, U ist uberdies noch zur Anpassung an die Brennweite des zu untersuchenden Systems in der Strahlrichtung zu verstellen

Vorschriften fur die quantitative Auswertung der Aufnahmen gibt KINGSLAKE[3], nach dem fur Punkte der X-Achse der Gangunterschied, dessen Vorzeichen durch leichten Druck auf den hinter der Linse befindlichen Spiegel erhalten wird, dargestellt werden kann durch

$$D \pm n \frac{\lambda}{2} = A x_0^4 + B x_0^2 + C ,$$

wahrend fur die Y-Achse gilt

$$D \pm n \frac{\lambda}{2} = E y_0^4 + F y_0^3 + G y_0^2 + H y_0 \qquad (51)$$

[1] Z f Phys 24, S 285 (1924)

[2] Phil Mag 35, S 49 (1918), Trans Opt Soc London 22, S 8 (1921), 24, S 189 (1923), Z f wiss Phot 22, S 131 (1924), s auch A KONIG, Abschn Fernrohr Ziff 63

[3] Trans Opt Soc London 27, S 95 (1925/6), 28, S 1—20 (1926/7)

Aus den gemessenen Streifenabstanden wird dann nach der Methode der kleinsten Quadrate der Wert der Koeffizienten $A, B, C,$ berechnet, aus denen dann bei gegebener Brennweite f und Einfallshohe h die vorhandene Große der Abbildungsfehler gefunden wird nach

$$\left.\begin{aligned} A = E &= \frac{a_1}{4}, & B &= \frac{1}{2}\left(\frac{h}{f}\right)^2 a_3 + \frac{1}{2f^2}\delta l, & C &= \frac{1}{f}\,\delta t, \\ F &= \frac{h}{f}\,a_2, & G &= \frac{3}{2}\left(\frac{h}{f}\right)^2 a_3 + \frac{1}{2f^2}\delta l, & H &= \frac{1}{f}\,\delta h, \end{aligned}\right\} \quad (52)$$

wobei die spharische Aberration durch a_1, Koma durch a_2, Astigmatismus durch a_3 und die Verzeichnungsfehler durch δl, δt und δh gegeben sind Der von KINGSLAKE gezogene Schluß „The use of the interferometer method is the detection and figuring of irregularities in surfaces and glasses, and in the visual detection of aberrations in a qualitative, or roughly quantitative, way“ durfte trotz der entgegenstehenden Ansicht von SMITH[1] gerechtfertigt sein Jedenfalls ist die HARTMANNsche Methode fur quantitative Messungen uberlegen, obwohl die von KINGSLAKE ermittelten Vergleichswerte bei beiden Methoden eine in Anbetracht der Schwierigkeiten noch ertraglich zu nennende Übereinstimmung ergeben Fur die Koeffizienten a_2 und a_3 folgt

Koeffizienten	Interferometer	HARTMANN
a_2	0,001 580	0,001 752
a_3	0,012 44	0 015 98

c) Beugung

18 Allgemeine Grundlagen[2] Die Gebiete der Polarisation und Interferenz des Lichtes konnen bei Annahme des Vorhandenseins von Transversalwellen auch dann behandelt werden, wenn uber das Wesen der Lichtausbreitung keine besonderen Voraussetzungen gemacht werden, sondern zunachst an die elementaren Vorstellungen der geradlinigen Ausbreitung und der Unabhangigkeit der Lichtstrahlen, also der einzelnen raumlich benachbarten Teile eines Lichtstromes, angeknupft wird Es bedarf aber strenggenommen in allen Fallen, vorzuglich aber dann, wenn die Ausbreitung des Lichtes durch Blenden oder Schirme behindert wird, deren Abmessungen sich der Großenordnung der Lichtwellenlange nahern, noch einer Begrundung fur die Zulassigkeit der erwahnten, fur die geometrische Optik wesentlichen Annahmen, die das Auftreten von Beugungserscheinungen ausschließen wurden, da diese ja erst bei Abweichungen von der geradlinigen strahlenmaßigen Ausbreitung des Lichtes moglich werden

Die alteste, von HUYGENS vertretene Auffassung betrachtet jedes von der Welle erreichte und durch sie zu Schwingungen angeregte Teilchen als Ausgangspunkt neuer Wellen, aus deren Gesamtwirkung sich die weitere Lichtwirkung ableiten laßt, wobei die Annahme gemacht wird, daß nur an jenen Stellen eine merkbare Wirkung auftreten kann, die von mehreren Elementarwellen erreicht werden, d h auf der einhullenden Flache Sie begrundet damit die geradlinige Ausbreitung und schließt das Auftreten merklicher Intensitaten außerhalb des geometrischen Schattens, das Vorhandensein von Schwankungen der Intensitat innerhalb des von Licht erfullten Raumgebietes aus Erst die von FRESNEL

[1] Trans Opt Soc London 28, S 104 (1926/7), S BUIKOW, Z f Phys 30, S 268 (1924) Ableitung der Fehlerausdrucke aus dem Eikonal G C STEWARD, Proc Cambr Phil Soc 24, S 166 (1928) Abanderung fur Systeme mit großem Durchmesser O S HAY, Trans Opt Soc 31, S 91 (1929/30)

[2] F JENTZSCH, Handworterbuch der Naturw 6 Jena 1931

eingeführte Verbindung des HUYGENSschen Prinzips der Elementarwellen mit dem Interferenzprinzip konnte nachweisen, daß die Intensitätsverteilung hinter einem die Lichtausbreitung hindernden Körper zwar durch dessen Stellung und Größe bedingt ist, aber besonders an den Schattengrenzen noch durch die Lichtwellenlänge bestimmt wird.

Den einfachsten Weg zur Beurteilung der Ablenkung des Lichtes vom geradlinigen Wege bei Querschnittsbegrenzung bietet die FRESNELsche Zonenkonstruktion. Gehen von einer als punktförmig angenommenen Lichtquelle Q Wellen aus (Abb. 39), so treffen diese zu einer bestimmten Zeit t auf einer Kugelfläche a ein und erregen hier eine Schwingung, deren Amplitude s gegeben ist durch

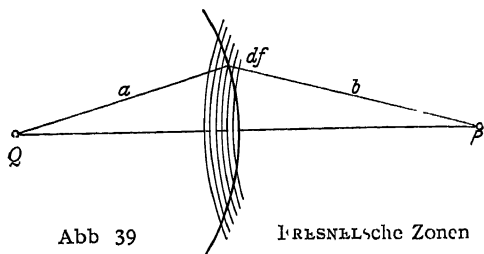



Abb. 39. FRESNELsche Zonen.

$$s = \frac{A}{a} \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{a}{\lambda} \right),$$

wobei λ die Wellenlänge, A die Amplitude in der Entfernung 1 von Q, T die Schwingungsdauer bezeichnet.

Die von einem Element df der Kugelfläche nach einem Punkt P gelangende Strahlung ist abhängig von dem Abstand b des Elementes df von P sowie von der Neigung ξ der Normalen von df gegen die Richtung des nach P gelangenden Teiles der Elementarwelle. Über die die Amplitudenänderung ergebende Winkelfunktion $k = \varphi(\xi)$ ist eine bestimmte Aussage zunächst nicht erforderlich.

Teilt man nun die Kugelfläche in der Weise in ringförmige Zonen, daß für die Teilpunkte $M_0, M_1 \ldots M_n$, welche die Lage des Elementes df kennzeichnen, stets $M_n P - M_{n-1} P = \frac{\lambda}{2}$ ist, so folgt für die Lichtwirkung der $n$ten Zone, wenn $M_0 P = b$ ist,

$$s_n = 2\pi \frac{A}{a+b} \int\limits_{b+\frac{n-1}{2}\lambda}^{b+\frac{n}{2}\lambda} k_n \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{a+r}{\lambda} \right) dr \tag{53}$$

Bei hinreichender Größe von a und b und genügend kleinen Wellenlängen findet man als Gesamtwirkung einer endlichen Anzahl von Zonen die Wirkung der Hälfte der ersten und der letzten Zone, und wenn für diese die Ausstrahlung nach P senkrecht erfolgt, wegen $k_n = 0$ nur die Wirkung der ersten halben Zone, wodurch bewiesen sein würde, daß bei ungestörter Ausbreitung des Lichtes, abgesehen von einer Phasendifferenz von $\pi/2$, die Schwingung am Orte P dieselbe sein mußte, wie die durch Vermittlung der Elementarwellen bedingte.

Die allgemeinen Folgerungen aus dieser in verschiedener Hinsicht unvollkommenen Theorie finden Bestätigung durch den Versuch, so vor allem durch die Tatsache, daß bei unveränderter Stellung von Lichtquelle und Aufpunkt P eine symmetrisch zu QP gelegene kreisförmige Öffnung bei wachsender Größe abwechselnd, je nach der Zahl der in ihr enthaltenen FRESNELschen Zonen, Maxima und Minima ergibt.

Ausgangspunkt für eine bessere Formulierung bildet die für alle Wellenvorgänge geltende Gleichung

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \Delta \Phi, \tag{54}$$

aus der bei Anwendung des GREENschen Satzes der von KIRCHHOFF aufgestellte Ausdruck sich ergibt

$$4\pi \Phi(P) = \iint\limits_S \left\{ \frac{1}{r} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right] - \cos(n, r) \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{[\Phi]}{r} \right) \right\} dS \tag{55}$$

Bedingung für die Lösbarkeit der Gleichung ist die Kenntnis der Funktionen Φ und $\partial\Phi/\partial n$ auf einer geschlossenen Fläche S, für die zulässige Annahmen nur gemacht werden können, wenn die Wellenlängen hinreichend klein sind, wie dies für Lichtwellen zutrifft Eine Näherungslösung gibt jedenfalls das Ausbreitungsgesetz der Kugelwellen richtig wieder, ferner findet man an Stelle der willkürlichen Größe k bei KIRCHHOFF die Funktion

$$k = \frac{1}{2\lambda}\left[\cos(n, r_1) - \cos(n, r_0)\right] \tag{56}$$

Für die Behandlung konkreter Aufgaben wird meist angenommen, daß die genannten Funktionen Φ und $\partial\Phi/\partial n$ innerhalb der beugenden Öffnung dieselben Werte haben, wie sie am gleichen Ort bei ungestörter Ausbreitung der Welle sich ergeben, ferner wird als Integral der Wellengleichung der Ausdruck

$$\frac{1}{r}\cos\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{r}{c}\right) \tag{57}$$

eingesetzt, und meist werden die Abmessungen der beugenden Öffnungen so klein gewählt, daß die die Ausstrahlung bestimmende Größe k innerhalb der Öffnung als konstant angesehen werden kann Nur der Fall der Beugung an einer unendlich ausgedehnten (leitenden) Halbebene ist in völliger Strenge durchgeführt worden[1]

Bei den erwähnten einschränkenden Annahmen folgt dann für die durch eine punktförmige Lichtquelle $Q = x_1, y_1, z_1$ hinter einer beugenden Öffnung in einem Punkt $P = x_0, y_0, z_0$ erzeugte (Abb 40) Erregung

$$u_p = \frac{A}{2\lambda}\,\frac{\cos(n, r_0) - \cos(n, r_1)}{r_0 r_1}\int \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{r_0 + r_1}{\lambda}\right) dO\,, \tag{58}$$

wobei r_1 und r_0 die Entfernungen der Punkte Q und P von dem Punkt (x, y) der in der X, Y-Ebene liegenden beugenden Öffnung sind Die Integration müßte über eine den Ort des Beobachters umschließende Fläche ausgeführt werden, doch genügt es, sie auf die Fläche der beugenden Öffnung selbst zu beschränken, weil gemäß Voraussetzung die Lichterregung in allen Punkten außerhalb der Öffnung verschwindet

Abb 40 Lage von leuchtendem Punkt, Aufpunkt und beugender Öffnung

Entwickelt man die Größen r_0 und r_1 nach Potenzen der als klein angenommenen Koordinaten x, y, so ergibt sich, wenn die Entfernungen der Punkte Q und P vom Koordinatenanfangspunkt mit ϱ_1 und ϱ_0 bezeichnet werden und abkürzend für die Richtungskosinus gesetzt wird

$$\frac{x_1}{\varrho_1} = \alpha_1\,, \qquad \frac{y_1}{\varrho_1} = \beta_1\,, \qquad \frac{x_0}{\varrho_0} = \alpha_0\,, \qquad \frac{y_0}{\varrho_0} = \beta_0\,,$$

$$\left.\begin{aligned} r_0 + r_1 = \varrho_0 + \varrho_1 - x(\alpha_1 + \alpha_0) - y(\beta_1 + \beta_0) + \frac{x^2 + y^2}{2}\left(\frac{1}{\varrho_1} + \frac{1}{\varrho_0}\right) \\ - \frac{(x\alpha_1 + y\beta_1)^2}{2\varrho_1} - \frac{(x\alpha_0 + y\beta_0)^2}{2\varrho_0}\,. \end{aligned}\right\} \tag{59}$$

Somit wird

$$u_p = A'\int \sin\left\{\frac{2\pi t}{T} - f(x, y)\right\} dO \tag{59a}$$

Die Funktion $f(x, y)$ kann ohne wesentlichen Fehler allgemein mit der zweiten Potenz von x und y abgebrochen werden, reduziert sich aber im Falle

[1] A. SOMMERFELD, Z f Math u Phys 46, S 11 (1901)

eines im Unendlichen liegenden Lichtpunktes und der Betrachtung in der Brennebene eines hinter der beugenden Öffnung befindlichen Objektivs auf die linearen Glieder. Beugungserscheinungen der ersten Art werden als FRESNELsche, solche der zweiten Art als FRAUNHOFERsche bezeichnet. Für beide kann zusammenfassend geschrieben werden, wenn

$$\int \cos f(x,y)\, dO = C\,,$$

$$\int \sin f(x,y)\, dO = S$$

eingeführt wird,

$$J = A'^2 (C^2 + S^2)\,, \tag{60}$$

wobei J die Intensität im Punkte P bedeutet.

Dem Grad der Funktion $f(x,y)$ entsprechend unterscheidet sich die mathematische Behandlung beider Arten von Beugungserscheinungen. Ist $f(x,y)$ linear, was bei unendlicher Entfernung der Punkte P und Q von der beugenden Öffnung gemäß (59) eintritt, so ergibt sich bei einer beugenden Öffnung in Form eines Rechtecks mit den Seiten a und b parallel zu X und Y, wenn der Nullpunkt in die Mitte des Rechtecks verlegt wird,

$$C = \int\limits_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} \int\limits_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \cos(\mu x + \nu y)\, dx\, dy\,, \qquad S = \int\limits_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} \int\limits_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \sin(\mu x + \nu y)\, dx\, dy. \tag{61}$$

Die Integrale sind unmittelbar auszuführen und ergeben

$$C = \frac{4}{\mu\nu} \sin\frac{\mu a}{2} \sin\frac{\nu b}{2}\,, \qquad S = 0$$

und damit für die Intensität

$$J = A'^2 \left(\frac{\sin\frac{\mu a}{2}}{\frac{\mu}{2}}\right)^2 \left(\frac{\sin\frac{\nu b}{2}}{\frac{\nu}{2}}\right)^2. \tag{62}$$

Das Beugungsbild ist von dunklen Streifen (vollständigen Minima) durchzogen, deren Lage durch die Bedingungen

$$\mu a = 2h\pi\,, \qquad \nu b = 2h'\pi$$

bestimmt wird. Ihr Abstand ist um so kleiner, je größer a und b sind, die Intensität nimmt von der Mitte nach außen schnell ab, da

$$J_\mu = A'^2 a^2 b^2 \frac{1}{\pi^4 (2h+1)^2 (2h'+1)^2}. \tag{63}$$

Der Übergang zu einem Spalt ist unmittelbar gegeben, ebenso zu einem schiefwinkligen Parallelogramm als beugender Öffnung.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß für die Ermittlung der Maxima die transzendente Gleichung

$$\frac{\mu a}{2} = \operatorname{tg} \frac{\mu a}{2} \tag{64}$$

gilt, deren Wurzeln sich dem allgemeinen Wert

$$\frac{2\sigma + 1}{2}\pi \qquad (\sigma = 1, 2, 3 \ldots)$$

immer mehr nähern, während für die ersten Wurzeln folgt

$$\frac{\mu a}{2} = 0\,, \qquad \frac{\mu a}{2} = \frac{3\pi}{2} - 0{,}07\pi\,, \qquad \frac{\mu a}{2} = \frac{5\pi}{2} - 0{,}042\pi$$

Die Auswertung des allgemeinen Integrals für den Fall einer einfachen kreisförmigen Öffnung läßt sich am besten erzielen, wenn man zu Polarkoordinaten übergeht und setzt

$$x = \varrho \cos\psi, \qquad y = \varrho \sin\psi$$

S verschwindet, während C die Form annimmt

$$C = \int_0^R \int_0^{2\pi} \varrho \, d\varrho \, d\psi \cos\{\mu\varrho\cos\psi + \nu\varrho\sin\psi\}$$

Das Integral läßt sich leicht berechnen, ist

$$\mu = p\cos\vartheta, \qquad \nu = p\sin\vartheta, \qquad p\varrho = w,$$

so folgt zunächst bei Einführung der Zylinderfunktion von der Ordnung Null

$$C = \frac{4\pi}{p^2}\int_0^{pR} w J_0(w)\, dw$$

und schließlich

$$C = \frac{2\pi R}{p} J_1(pR), \tag{65}$$

woraus für die Intensität folgt

$$J = 4J_0 \left[\frac{J_1\left(\frac{2\pi R}{\lambda}\sin\varphi\right)}{\frac{2\pi R}{\lambda}\sin\varphi}\right]^2, \quad \text{wobei} \quad \frac{2\pi}{\lambda}\sin\varphi = \sqrt{\mu^2 + \nu^2} \tag{66}$$

Die Nullstellen, die aus den Wurzeln der Gleichung $J_1(z) = 0$ folgen, sind[1]

$z_1 = 1,220\pi, \quad z_2 = 2,233\pi, \quad z_3 = 3,238\pi, \quad z_4 = 4,241\pi, \quad z_5 = 5,243\pi$

Die im Beugungsbilde auftretenden kreisförmigen Maxima klingen in ihrer Intensität nach außen schnell ab LOMMEL gibt der Reihe nach folgende Werte

$\frac{J}{J_0}$ 0,01745, 0,00415, 0,00165, 0,00078

Punktförmige Lichtquellen erscheinen daher dem Auge wegen der endlichen Größe der menschlichen Pupille als kleine kreisförmige Scheiben, solche von endlichem Durchmesser stets größer, als sie wirklich sind Bestimmend für die scheinbare Vergrößerung ist auch die Intensität, da bei geringer Helligkeit die äußeren Teile des Beugungsbildes wegen ihrer Lichtschwäche nicht mehr wahrgenommen werden Bei Anwendung eines Fernrohrs ist der Durchmesser des Beugungsscheibchens durch die Austrittspupille und somit durch den Objektivdurchmesser gegeben[2] Auch für die Ermittlung des Auflösungsvermögens der Fernrohre sowie der Mikroskope ist die angedeutete Behandlung der Beugungserscheinungen durch eine kreisförmige Öffnung wichtig

Die Ermittlung der Werte von C und S für den Fall, daß Lichtpunkt und Aufpunkt im Endlichen liegen, erfordert eine besondere Wahl des Koordinatensystems Man verlegt Q in die X, Z-Ebene, wählt als Nullpunkt den Schnittpunkt von QP mit der X, Y-Ebene und dreht, bis die neue Z'-Achse parallel zu QP ist Dann liegt die Öffnung freilich nicht mehr in der X, Y-Ebene, und es ist zu beachten, daß für jeden Aufpunkt P das Koordinatensystem geändert werden muß

[1] E v LOMMEL, Abh Bayer Akad d Wiss 15, S 531 (1886)

[2] Siehe A KÖNIG, Kapitel Fernrohr, E ABBE, Die Lehre von der Bildentstehung im Mikroskop Bearbeitet von O LUMMER und F REICHE Braunschweig 1910, J PICHT Optische Abbildung Einführung in die Wellen- und Beugungstheorie optischer Systeme Braunschweig 1931

Als Vorteil ist aber zu buchen, daß bei dieser Wahl die Funktion $f(x, y)$ eine rein quadratische wird, nämlich

$$f(x', y') = \frac{2\pi}{2\lambda}\left(\frac{1}{\varrho_0} + \frac{1}{\varrho_1}\right)(x^2\cos^2\varphi + y^2), \qquad \alpha_1 = \sin\varphi$$

FRESNEL hat als erster einen Weg zur Berechnung dieser Integrale angegeben Die Substitution

$$v^2 = \frac{2}{\lambda}\left(\frac{1}{\varrho_0} + \frac{1}{\varrho_1}\right)x^2\cos^2\varphi, \qquad w^2 = \frac{2}{\lambda}\left(\frac{1}{\varrho_0} + \frac{1}{\varrho_1}\right)y^2$$

führt auf

$$C = \frac{k'}{\cos i}\int \cos\frac{\pi}{2}(v^2 + w^2)\,dv\,dw, \qquad S = \frac{k'}{\cos i}\int \sin\frac{\pi}{2}(v^2 + w^2)\,dv\,dw, \tag{67}$$

so daß sich die Größen C und S unter der Voraussetzung, daß die Grenzen der Integrationsgebiete geradlinig und parallel zu den neuen Achsen sind, als Produkte der einfacheren Integrale

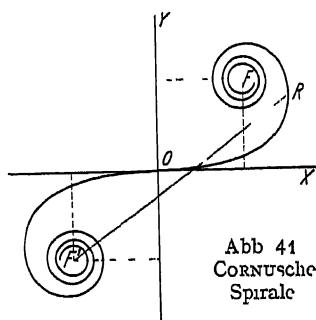
$$\xi = \int_0^u \cos\frac{\pi}{2}u^2\,du, \qquad \eta = \int_0^u \sin\frac{\pi}{2}u^2\,du \tag{68}$$

darstellen lassen

Die verschiedenen Möglichkeiten der Auswertung, die von FRESNEL, LOMMEL, CAUCHY u a [1] erörtert worden sind, beruhen auf Reihenentwicklung und Anwendung von Rekursionsformeln und führen zu dem von GILBERT [2] zahlenmäßig festgelegten oszillatorischen Verhalten der Integrale

Anschaulicher ist die Behandlung von CORNU [3], der die ebene Kurve $F(\xi, \eta)$ angibt, deren Bogenlänge unmittelbar gleich dem Argument u ist

Die Kurve, deren Tangenten mit der ξ-Achse den Neigungswinkel $\frac{\pi}{2}u^2$ haben und deren Krümmungsradius $1/\pi u$ ist, ist eine Spirale, die sich asymptotisch den Punkten $(+\frac{1}{2}, +\frac{1}{2})$ und $(-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$ nähert (s Abb 41)

Abb 41 CORNUsche Spirale

Bemerkenswert ist, daß wegen der allgemeinen Gültigkeit der FRESNELschen Zonenkonstruktion die Integration der Ausdrücke (68) auch über größere Argumente, ja selbst bis ins Unendliche ausgedehnt werden kann, weil die entfernten Zonen keine merklichen Beiträge zur Intensität liefern

Daher ist es auch möglich, die durch eine unendlich ausgedehnte Halbebene erzeugte Beugungserscheinung mit Hilfe der CORNUschen Spirale abzuleiten, läßt man einen Punkt R von F' aus auf der Spirale wandern, so gibt das Quadrat der Länge RF' die zu dem Parameter u und der durch ihn bestimmten Lage des Aufpunktes P gehörige Intensität J, die von $-\infty$ ausgehend bis zur Schattengrenze kontinuierlich anwächst und dann Maxima und Minima aufweist, deren Werte mit abnehmender Entfernung von der Schattengrenze sich immer weniger unterscheiden, an der Schattengrenze selbst ist die Intensität $^1/_4$ derjenigen, die bei Abwesenheit des Schirmes vorhanden sein würde

19 Wirkung mehrerer beugender Öffnungen Sind zwei gleiche rechteckige Öffnungen mit den Seiten a und b gegeben, die parallel zueinander angeordnet sind und deren zugekehrte Seiten a im Abstand d voneinander liegen, so können

---

[1] A FRESNEL, Œuvres compl S 317, E v LOMMEL, l c, A CAUCHY, C R 15, S 578 (1842), K W KNOCHENHAUER, Pogg Ann 41, S 103 (1837), 43, S 286 (1838)

[2] Mém l'Acad de Brux 31, S 1 (1863).

[3] A CORNU, J de Phys 3, S 1 u 44 (1874)

die Anteile beider Öffnungen zunachst getrennt berechnet werden, und man erhalt dann entsprechend (62)

$$\frac{J}{J_0} = \cos^2\frac{\mu(b+d)}{2}\left[\frac{\sin\frac{\mu a}{2}}{\frac{\mu a}{2}}\right]^2\left[\frac{\sin\frac{\nu b}{2}}{\frac{\nu b}{2}}\right]^2 \tag{69}$$

Die durch eine Öffnung gegebene Intensitatsverteilung wird also durch den neuen Faktor in der Weise modifiziert, daß neue Minima hinzutreten, deren Ort durch die Beziehung

$$\mu(b+d) = (2h+1)\,\pi$$

bestimmt ist

Die Lage der Maxima in Richtung der ξ-Achse ist gegenuber derjenigen bei einfachem Spalt verandert Sie ergibt sich aus einer ziemlich komplizierten transzendenten Gleichung, die aus

$$\frac{d}{d\mu}\left(\cos\frac{\mu(b+d)}{2}\;\frac{\sin\frac{\mu a}{2}}{\mu a}\right) = 0$$

folgt[1]

Zu dieser Gruppe von Beugungserscheinungen gehoren auch diejenigen, die man erhalt, wenn man eine der beugenden Öffnungen mit einer verzogernden planparallelen Platte (Glimmer- oder Glasplatte) bedeckt Die durch die Wirkung beider Platten bedingten Streifen treten aber nicht in allen Fallen auf betrachtet man ein Spektrum und bedeckt die Halfte der Pupille mit einem Plattchen der bezeichneten Art, so daß die beugende Öffnung in zwei verschieden wirkende aufgelost wird, dann sind die als TALBOTsche Streifen[2] bezeichneten Beugungsinterferenzen nur zu beobachten, wenn die bedeckende Platte sich auf der Seite der Pupille befindet, auf der man das kurzwellige Ende des Spektrums sieht Auch bei Benutzung eines Spektralapparates, also Einschaltung von Fernrohren, tritt die Erscheinung auf, sobald die vor eine Fernrohroffnung geschobene Platte von der brechenden Kante der dispergierenden Prismen her eingeschoben wird

Alle Erklarungsversuche allein auf Grund der einfachen Theorie der Interferenz sind gescheitert, und nur bei Heranziehung der Beugungseinflusse ist eine Ableitung der Gesetzmaßigkeiten einwandfrei moglich Zunachst folgt unmittelbar aus (69), daß fur den angegebenen Fall das Argument des Faktors $\cos^2\frac{\mu f}{2}$ um den Betrag der Phasenverzogerung $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n-1)D$ vermindert wird Wenn das Licht nur von einer Linie herruhrt, ist der dritte Faktor gleich der Einheit, selbst dann, wenn die Wellen nicht streng senkrecht auf die Platte auffallen, sondern mit dem Einfallslot der Platte einen kleinen Winkel ϑ bilden, weil bei hinreichend kleinem Wert ϑ die Phasendifferenz

$$\frac{2\pi D}{\lambda}(n\cos\vartheta - \cos\vartheta')$$

sich von der fur senkrechten Einfall geltenden nur um sehr wenig unterscheidet

Dient als Lichtquelle nicht eine Lichtlinie, sondern ein Spektrum, so ist dem Ausdruck fur die Intensität noch ein Faktor $f(\alpha_1)$ zuzufugen, der die Anderung der Amplitude mit Wellenlange und Einfallsrichtung kennzeichnet. λ ebenso

[1] Auf die Anwendung zur Bestimmung von Sterndurchmessern und Sternabständen ist schon in Ziff 14 hingewiesen

[2] H F TALBOT, Phil Mag (3) 10, S 364 (1837), J WALKER, ebenda 11, S 531 (1906), R W WOOD, ebenda 18, S 758 (1909), D BREWSTER, Brit Ass Rep 2, S 12 (1837)

wie die Phasenverzögerung φ sind also Funktionen von α_1. Nach dem TAYLORschen Satz ist

$$\varphi = (\varphi)_0 - (\alpha_0 + \alpha_1)\left(\frac{d\varphi}{d\alpha_1}\right) = (\varphi)_2 - (\alpha_0 + \alpha_1)\frac{2\pi}{\lambda} D \frac{d}{d\alpha_1}\left(\frac{n-1}{\lambda}\right)$$

und damit die Intensität

$$J = F\int_{-\infty}^{+\infty}\left[\frac{\sin\omega}{\omega}\right]^2 \cos^2\left(\omega\varkappa - \frac{\varphi}{2}\right)d\omega\,, \qquad \varkappa = \frac{f}{a} + \frac{\lambda}{a} D \frac{d}{d\alpha_1}\left(\frac{n-1}{\lambda}\right), \tag{70}$$

woraus endlich

$$J = \frac{\pi}{2}F\left[1 + \frac{1}{2}\cos\varphi\left(|\varkappa + 1| + |\varkappa - 1| - 2|\varkappa|\right)\right] \tag{71}$$

Wie leicht ersichtlich, ergeben sich für J nur dann Schwankungen, wenn der Faktor von $\cos\varphi$ einen endlichen Wert hat. Er ist aber Null, wenn $|\varkappa| > 1$, und $1 - \varkappa$, wenn $|\varkappa| < 1$. Daher ist für das Auftreten von Streifen im Spektrum Bedingung, daß $|\varkappa| < 1$ sei. Nun ist aber der Wert $\varkappa$ bestimmt durch das Verhältnis des Abstandes f der Rechtecksmitten zur Rechtecksbreite a, der im Grenzfalle der Verschmelzung $= 1$ werden kann. Die vorher aufgeführte Bedingung kann nur erfüllt werden, wenn der Differentialquotient $\frac{d}{d\alpha_1}\left(\frac{n-1}{\lambda}\right)$ negativ ist, wenn also kürzere Wellen bei größeren X-Werten liegen, d. h. die Platte die Öffnung verdeckt, die näher dem violetten Ende des Spektrums sich befindet[1]. Die Streifen, deren Abstand durch die Dimensionen der Öffnungen bestimmt sind, können zur Orientierung im Spektrum benutzt werden.

Wie BABINET nachgewiesen hat, besteht eine einfache Beziehung zwischen den Beugungserscheinungen, die durch eine Reihe von Öffnungen $O_1 - O_n$ in einem undurchlässigen Schirm erzeugt werden, und solchen, die durch undurchlässige Schirme $O'_1 - O'_n$ von gleicher Größe und gleicher Anordnung hervorgerufen werden.

Ist u_1 die Erregung im Falle des Vorhandenseins der Öffnungen, u_2 diejenige bei durchlässigem Schirm mit aufgesetzten undurchlässigen Blenden und endlich u diejenige, die sich bei ungestörter Ausbreitung ergeben würde, so muß

$$u = u_1 + u_2$$

sein, u hat aber nur einen endlichen Wert für diejenigen Richtungen, die der Strahlrichtung zugeordnet sind, und es muß daher für alle anderen Richtungen

$$u_1 = -u_2$$

sein, woraus für die Intensität folgt, daß komplementäre Beugungsschirme sich in bezug auf FRAUNHOFERsche Beugungserscheinungen gleich verhalten, nur in der Zentralrichtung ergeben sich Unterschiede[2].

Steigt die Anzahl der Öffnungen, so sind zwei Fälle zu unterscheiden:

1. sämtliche Öffnungen sind gleich groß und ähnlich gelegen und lassen sich durch einfache Translation zur Deckung bringen,

2. die Beugung erfolgt an zahlreichen, unregelmäßig verteilten kleinen Körpern oder Öffnungen.

Der erste Fall führt zur Theorie der Beugungsgitter, die durch eine große Anzahl regelmäßig verteilter starker durchlässiger oder starker reflektierender Flächenelemente bestehen.

---

[1] Für den Fall einer kreisförmigen Öffnung, die zur Hälfte bedeckt ist, behandelt H. STRUVE [Mém. Acad. Sc. Pétersb. 31, S. 1 (1883)] die Aufgabe und erhält das gleiche Ergebnis.

[2] A. BABINET, C. R. 4, S. 638 (1837).

Die im allgemeinen Ausdruck vorhandenen Größen C und S (Ziff 18) ergeben sich dann bei Beschränkung auf FRAUNHOFERsche Beugungserscheinungen als Summen über die für die einzelnen Öffnungen gültigen, deren Mittelpunktskoordinaten (a_n, b_n) mit $(a_0, b_0) = (0, 0)$ sein mögen Setzt man abkürzend

$$\sigma = \sum_{k=1}^{n} \sin(\mu a_k + \nu b_k), \qquad \gamma = \sum_{k=1}^{n} \cos(\mu a_k + \nu b_k),$$

so wird

$$\left.\begin{aligned} C &= \gamma \int \cos(\mu x + \nu y)\, dO - \sigma \int \sin(\mu x + \nu y)\, dO, \\ S &= \sigma \int \cos(\mu x + \nu y)\, dO + \gamma \int \sin(\mu x + \nu y)\, dO \end{aligned}\right\} \tag{72}$$

und daher die Intensität

$$J = J_1(\gamma^2 + \sigma^2) = \frac{J_0}{n^2}(\gamma^2 + \sigma^2) \left[\frac{\sin\frac{\mu a}{2}}{\frac{\mu a}{2}}\right]^2 \left[\frac{\sin\frac{\mu b}{2}}{\frac{\nu b}{2}}\right]^2 \tag{73}$$

Bei der gesamten Wirkung überlagern sich also der Beugungswirkung der einzelnen Öffnung noch Minima, die durch die Nullstellen des Faktors $\gamma^2 + \sigma^2$ gegeben sind Besonders wichtig ist der Fall, in dem die Abstände gleich sind, die Mittelpunktskoordinaten also durch $a_{k+1} = kd$ darstellbar sind, während $b_k = 0$ ist Es wird

$$J = J_1 \left[\frac{\sin\frac{n\mu d}{2}}{\sin\frac{\mu d}{2}}\right]^2, \tag{74}$$

wo $n^2 J_1$ diejenige Intensität bedeutet, die herrschen würde, wenn nur eine einzige beugende Öffnung vorhanden wäre

Der Übergang zu den eigentlichen Gittern erfolgt in derselben Weise wie vorher erwähnt, indem man die einzelnen Öffnungen in einer Richtung als unbegrenzt ansieht Durch das Auftreten der neuen Minima werden die Hauptmaxima verschärft, doch ist zu beachten, daß bei reellen Gittern, die durch Einreißen feiner Linien auf ebenen oder gekrümmten Glas- oder Metallflächen hergestellt werden, die Form der Furchen und auch die Natur des beugenden Materials noch von Einfluß sind[1]

Besonders ausgeprägt ist dieser Einfluß hinsichtlich der Polarisation des durch Gitter gebeugten Lichtes Ist die Gitterkonstante klein gegen die Wellenlänge, so tritt nur das Spektrum nullter Ordnung auf, in dem wesentlich nur die senkrecht zu den Gitterstäben schwingende Komponente der elektrischen Schwingung durchgelassen wird (HERTZ-Effekt) Den anderen Grenzfall findet man bei einer gegen die Wellenlänge großen Gitterkonstante Es ergibt sich bei dielektrischen Stäben im Spektrum nullter Ordnung ein Überwiegen des senkrecht zu den Stäben polarisierten Lichtes (DU BOIS-Effekt), während bei leitenden Drähten der HERTZ-Effekt überwiegt[2]

Auch den Einfluß der Furchenform hat Lord RAYLEIGH diskutiert[3] In Anlehnung an die elementare Theorie wird die Intensität in den Spektren verschiedener Ordnung berechnet Beleuchtet man das Gitter durch eine ebene Welle

$$e^{-ik(x\alpha_0 + y\beta_0 + z\gamma_0)},$$

[1] L C GLASER, Z f techn Phys 7, S 31 u 252 (1926), s auch E BUCHWALD, Phys Z 26, S 672 (1925), 27, S 353 (1926), Ann d Phys (4) 80, S 279 (1926), C KOLLER, Inaug-Diss Berlin 1931

[2] Cl SCHAFER u F REICHE, Ann d Phys 35, S 817 (1911), W v IGNATOWSKI, ebenda 44, S 369 (1914), H DU BOIS u H RUBENS, ebenda 35, S 243 (1911)

[3] Sc Pap 5, S 388, Proc Roy Soc A 79, S 399 (1907)

so sendet ein Element dy des Gitters, das als linienförmig anzusehen ist, eine gebeugte Welle aus, die in größerer Entfernung r dargestellt werden kann durch

$$\frac{1}{r}\,\psi(\alpha,\beta)\,e^{-ik(r+x\alpha+y\beta)}.$$

Die Richtungsfunktion ψ ist abhängig von der Lage und den physikalischen Eigenschaften der Gitterstriche, und es wird bei Zerlegung nach dem FOURIERschen Satz

$$\psi = \sum_{1}^{\infty} j\,(c_j \cos jpx + s_j \sin jpx) = S\,\zeta_j\,e^{ijpx}. \tag{75}$$

Ist die einfallende Welle unabhängig von y, und trifft sie unter dem Winkel Θ_0 zur Normalen auf, so ergibt sich für die reflektierte Welle

$$u_r = e^{ikx\sin\Theta_0}\sum_{-\infty}^{+\infty}{}_h A_h\,e^{ihpx}\,e^{-ikz\cos\Theta_h}. \tag{76}$$

Hierin ist

$$\sin\Theta_h - \sin\Theta_0 = \frac{hp}{k}.$$

Entsprechend folgt für die gebrochene Welle, wenn der Brechungsexponent des zweiten Mediums $n = \frac{k'}{k}$ ist,

$$u_b = e^{ikx\sin\varphi_0}\sum_{-\infty}^{+\infty}{}_h B_h\,e^{ihpx}\,e^{ik'z\cos\varphi_h}, \tag{76a}$$

wobei φ_0 die Richtung der gebrochenen Welle angibt. Daher ist

$$\frac{\sin\varphi_0}{\sin\Theta_0} = \frac{1}{n}, \qquad \sin\varphi_h - \sin\varphi_0 = \frac{hp}{k'}.$$

Aus den Grenzbedingungen (Stetigkeit der tangentiellen Komponenten) ergeben sich die Koeffizienten A_h und B_h, wobei im allgemeinen vorausgesetzt werden muß, daß die Tiefen der Gitterstriche klein gegen die Wellenlänge sind. Das in (75) vorherrschende Glied bewirkt auch im Beugungsbild eine Verstärkung der Intensität im Spektrum der betreffenden Ordnung. Die Resultate der Rechnung sind in bezug auf den Polarisationszustand der reflektierten Spektra bei durchsichtigen Glasgittern in guter Übereinstimmung mit den FRAUNHOFERschen Beobachtungen[1]. Gleiches gilt für den von VOIGT behandelten Fall endlicher Leitfähigkeit[2].

Sind beugende Öffnungen oder Schirme von unregelmäßiger Verteilung und Größe gegeben, so ist eine Angabe der Intensitätsverteilung nur dann möglich, wenn die Zahl der beugenden Elemente sehr groß ist. Der maßgebende Faktor $(\gamma^2 + \sigma^2)$ [s. Gleichung (73)] läßt sich in Form einer FOURIERschen Reihe darstellen, deren Glieder dem absoluten Betrage nach stets kleiner als 1 sind. Bei zunehmender Zahl der Öffnungen wird das konstante Glied, das gleich der Zahl der Öffnungen ist, immer größer, der Wert der FOURIER-Reihe immer kleiner, bis schließlich die Intensitätsverteilung nur durch die Beugungswirkung einer Öffnung bestimmt wird, jedoch folgt für die Intensität der Maxima der $n$fache Wert dessen, der für die Einzelöffnung eintreten würde; die Größe der beugenden Öffnungen darf nur innerhalb gewisser Grenzen, die durch die Zahl der Öffnungen und die Größe der gesamten, die beugenden Öffnungen enthaltenden Fläche gegeben ist, schwanken.

---

[1] J. FRAUNHOFER, Ann. d. Phys. 74, S. 364 (1823); Ges. Abh. München 1888, S. 134.

[2] W. VOIGT, Gött. Nachr. 1911, S. 41; 1912, S. 385; B. POGANY, Ann. d. Phys. 37, S. 257 (1912); J. FRÖHLICH, Polarisation des gebeugten Lichtes. Leipzig 1907; P. ZEEMAN, Researches in Magneto-Optics, Kap. IV. London 1913.

20. Beugungserscheinungen bei Abbildung durch Kugelwellen. Die KIRCHHOFFsche Formel (55) ist als Ausgangsgleichung für die Behandlung der Beugungserscheinungen zu benutzen, die in der Brennebene (oder der Bildebene) abbildender Systeme auftritt. Für aberrationsfreie Bündel, deren Querschnitt kreisförmig ist, also solche, deren geometrische Vereinigungspunkte in der Nähe der Achse des als zentriert angenommenen Systems liegen, ergibt sich dann für die Intensität

$$J_P = \frac{\pi^2 a^4}{\lambda^2 f^4}\left(\frac{2 J_1(\mathfrak{y})}{\mathfrak{y}}\right)^2, \qquad (77)$$

wobei $J_1(\mathfrak{y})$ die BESSELsche Funktion erster Art und erster Ordnung, a der Radius der Objektivöffnung, f die Brennweite und

$$\mathfrak{y} = \frac{2\pi}{\lambda}\varrho_P\frac{a}{f} = 2\pi\frac{a}{\lambda}\sin\alpha$$

eine dimensionslose Größe ist, die als optische Einheit bezeichnet wird. Die Nullstellen und die Größen der Maxima sind bereits in Ziff. 18 angegeben, doch gibt (77) noch die weitere Folgerung, daß die Intensität proportional der vierten Potenz der Objektivöffnung, umgekehrt proportional der vierten Potenz der Brennweite und umgekehrt proportional dem Quadrat der Wellenlänge ist.

Für die Beugungserscheinung bei ausgedehnten Objekten ist über die von den einzelnen Flächenelementen in einem bestimmten Punkt erzeugten Intensitäten zu summieren[1], ebenso ist die Abhängigkeit der Intensität von der Wellenlänge zu beachten, die noch dadurch beeinflußt wird, daß das Aufnahmeinstrument (Platte, Auge) Empfindlichkeitswerte hat, die selbst stark von der Wellenlänge abhängig sind. Die sich ergebende Helligkeitsverteilung ist maßgebend für die scheinbare Bildbegrenzung, die nur dann eindeutig bestimmt sein würde, wenn die objektive Lichtverteilung Unstetigkeitsstellen besitzen würde. Nach MACH[2] und SEELIGER[3] sind für die vom Auge empfundenen Bildgrenzen die Größen des ersten und zweiten Differentialquotienten der Lichtverteilungsfunktion maßgebend, und zwar ergibt sich die Möglichkeit des Auftretens von Bildgrenzen, wenn entweder $\Delta J(x,y) = \frac{\partial^2 J(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 J(x,y)}{\partial y^2}$ Null wird oder eine Unstetigkeit aufweist oder wenn der Differentialquotient dieses Ausdrucks die genannten Eigenschaften hat[4].

Die Folgerungen aus dieser Theorie decken sich gut mit den Beobachtungen bei Doppelsternen mit gleicher oder verschiedener Größe der Komponenten, es ist auch versucht worden, auf diesem Wege die Verdopplung der Marskanäle zu erklären.

Bei Behandlung der Frage, wie die Intensitätsverteilung außerhalb der Brennebene (Bildebene) sich darbietet, führt die Diskussion der KIRCHHOFFschen Gleichung auf Ausdrücke, die denjenigen der FRESNELschen Beugungserscheinungen entsprechen. Die Intensitätsverteilung ist ebenfalls durch BESSELsche Funktionen darstellbar, doch ist die allgemeine Erörterung nur schwer durchführbar. Ein anschauliches Bild der Intensitätsverteilung in der Nähe des Brennpunktes einer Kugelwelle hat BEREK[5] gegeben, indem er die Kurven gleicher Helligkeit ermittelt hat und die Gebiete gleicher Intensität durch Schraffierung kennzeichnet (Abb. 42).

[1] O. BIRCK, Das photographische Helligkeitsverhältnis der Sonne zu den Fixsternen. Göttingen 1909.
[2] Analyse der Empfindungen, 3. Aufl., S. 163ff. Jena 1902.
[3] Abh. d. Akad. d. Wiss. II. Kl., 19. Bd. München 1896.
[4] A. KÜHL, Z. f. ophthalm. Opt. VIII, S. 129 (1920); s. auch A. KÜHL, Inaug.-Diss. München 1909.
[5] Z. f. Phys. 40, S. 421 (1926).

Fur großere Abstande zwischen Brennpunkt und Aufpunkt gelten die von SCHWARZSCHILD[1] entwickelten Formeln, nach denen sich die Intensitat langs eines Radius des kreisformigen Beugungsbildes durch Uberlagerung zweier nahezu sinusformiger Wellen uber die Intensitat ergeben wurde, die bei geradliniger Fortpflanzung auftreten wurde Eine strengere Untersuchung ist von DEBYE[2] durchgefuhrt worden Wesentlich ist dabei die Tatsache, daß in der Nahe des Brennpunktes Phasenanderungen eintreten, die bereits vor dem Brennpunkt oszillatorisch beginnen, im Brennpunkt selbst gegen den geometrisch-optischen Wert den Betrag $\pi/2$ annehmen und hinter dem Brennpunkt nach weiterem Pendeln den Wert π erreichen

Im allgemeinsten Falle kann fast jede Flache Wellenflache eines moglichen Schwingungsvorganges sein Die bei realen Systemen auftretenden Wellenflachen, die durch ihre Abweichung von der Kugelform die Abbildungsfehler

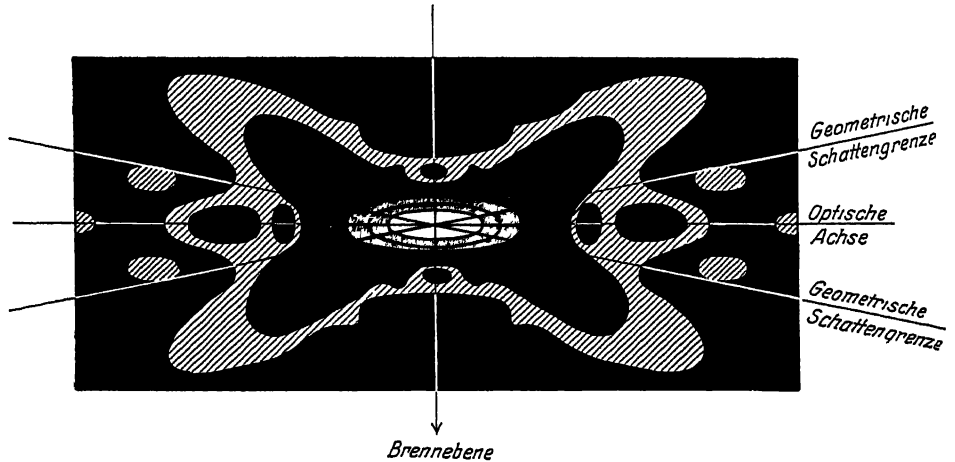



Abb 42 Lichtverteilung in der Nähe des Fokus Wenn man die Helligkeit in der Mitte gleich 100 setzt, so bedeuten die einzelnen Schraffierungen ganz dunkel 1, dann zunehmend $2\frac{1}{2}$, 5, 10, 25, 50, 75, 100 Die Abbildung ist im Sinne der geometrischen Optik aberrationslos vorausgesetzt (Aus F JENTZSCH, Beugungstheorie der optischen Instrumente, Handb d Physik Bd 21 Herausgegeben von H GEIGER und K SCHEEL Berlin Julius Springer 1929)

optischer Systeme kennzeichnen, sind ausfuhrlich von PICHT[3] diskutiert worden, wobei die fur den Lichtvektor u_P sich ergebenden Integrale durch Reihenentwicklung gelost worden sind

Auch bei der beugungstheoretischen Behandlung des Regenbogens ergibt sich eine von der Kugelform abweichende Wellenflache, die durch die Brechung an den Wassertropfen entsteht[4] Die Beugungserscheinungen liegen in der Nahe derjenigen Strahlen, die von den Wendepunkten der Wellenflache ausgehen, die Auswertung der Integrale wird moglich, wenn bestimmte Annahmen uber die Form der Wellenflache in der Nahe des Wendepunktes gemacht werden Lage und Intensitat der Maxima stimmt mit den Beobachtungen uberein, auch der Einfluß der Große der Regentropfen laßt sich erfassen[5]

---

[1] Sitzber K Akad Wiss Munchen 1898, S 271 [2] Ann d Phys (4) 30, S 755 (1909)
[3] Ann d Phys (4) 77, S 685 u 785 (1925)
[4] E MASCART, Traité d'Opt 3, S 437 u 444, W MOBIUS, Ann d Phys (4) 33, S 79 u 1493 (1910)
[5] J PERNTER, Wien Ber (2a) 106, S 135 (1897) Weitere Quellen E GEHRCKE, Handb der physik Optik I, S 578ff Leipzig 1927

d) DOPPLER-Effekt.

21. Ableitung der allgemeinen Beziehungen. Die Behandlung der Optik bewegter Körper kann von verschiedenen Annahmen ausgehen. Entweder betrachtet man den Träger des elektrischen Feldes, den Äther, als ideal isotrop und ruhend und schreibt Bewegung nur der Masse und den mit ihr verknüpften elektrischen Ladungen zu oder nimmt überdies noch die Möglichkeit einer Veränderlichkeit des Äthers an, die sich in Anisotropie, Eigenbewegung oder Einwirkung der ponderablen Masse auf den Äther äußern kann; unmittelbar zusammenhängend hiermit sind die Fragen nach der Existenz des Äthers überhaupt.

Schon unter Zugrundelegung der klassischen Vorstellungen, die eine irgendwie geartete Wellenbewegung voraussetzen, ebenso aber auch bei Einbeziehung der MAXWELLschen Theorie gelingt es, die einfachsten Beziehungen abzuleiten, die zwischen der Ruhefrequenz und der bei Bewegung, sei es der Lichtquelle oder des Beobachters oder beider zugleich, vorhandenen bestehen. Wesentlich ist nur, daß die Geschwindigkeit v der Lichtquelle oder u des Beobachters klein ist gegenüber der Lichtgeschwindigkeit c, so daß man sich auf die ersten Potenzen von v/c bzw. u/c beschränken kann.

Ist L die Lichtquelle und sendet diese zur Zeit t eine Welle aus, so möge diese zur Zeit t' an dem Ort P des Beobachters eintreffen. Ist die Entfernung r, so ist

$$t' = t + \frac{r}{c}.$$

Für eine zweite Welle, die zur Zeit $t + \Delta t$ von L ausgeht, gilt entsprechend

$$t' + \Delta t' = t + \Delta t + \frac{r - v\,\Delta t\cos\varphi}{c}$$

und damit

$$\frac{\Delta t'}{\Delta t} = 1 - \frac{v\cos\varphi}{c}.$$

Hierbei ist angenommen, daß sich die Lichtquelle unter einem Winkel φ auf den Beobachter zu bewegt, die Bahn der Lichtquelle in der Zeit Δt also gleich $v\,\Delta t$ und die Komponente in der Beobachtungsrichtung $v\cos\varphi\,\Delta t$ ist. Bei konstanter Geschwindigkeitskomponente in der Beobachtungsrichtung läßt sich diese Beziehung auch auf endliche Zeiten ausdehnen. Nimmt man an, daß während des Zeitintervalls Δt eine Anzahl Wellen von der Lichtquelle ausgeht, so muß dieselbe Anzahl Wellen während der Zeit $\Delta t'$ in P eintreffen, und der dort befindliche Beobachter wird eine Änderung der Frequenz (und damit auch der Wellenlänge) feststellen. In gleicher Weise ist auch der Einfluß der Bewegung des Beobachters gegen die Lichtquelle zu berechnen, und man findet für ein kleines Zeitintervall bei großer Entfernung LP, wenn der Winkel zwischen Blickrichtung und Bewegungsrichtung des Beobachters ψ ist,

$$\Delta t'' = \frac{\Delta t\left(1 - \frac{v\cos\varphi}{c}\right)}{1 + \frac{u\cos\psi}{c}} = \Delta t\left(1 - \frac{v\cos\varphi + u\cos\psi}{c}\right) \tag{78}$$

oder bei Übergang auf die Wellenlänge

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \pm\frac{v\cos\varphi + u\cos\psi}{c}. \tag{78a}$$

Da die Bestimmung der Wellenlänge auf 0,01 Å ohne allzu große Schwierigkeiten durchführbar ist, ergibt sich somit aus Gleichung (78a) eine zugehörige

Annaherungsgeschwindigkeit von etwa 0,5 km/sec als ungefahre Grenze der erreichbaren Meßgenauigkeit, wobei aber zu beachten ist, daß v nicht nur von dem Wellenlangenintervall, sondern auch noch von der Große der Wellenlange abhangig ist Diese zuerst von DOPPLER ausgesprochenen Gesetzmaßigkeiten, die besonders fur die Astrophysik von Bedeutung sind, weil sie weitgehende Schlusse auf die Bewegung der Himmelskorper zulassen, fur die auf anderem Wege keine Unterlagen zu beschaffen sind, konnen als hinreichend experimentell und theoretisch bewiesen angesehen werden[1] Freilich bleiben noch einige Fragen offen, so diejenige nach dem Einfluß der Eigengeschwindigkeit der Lichtquelle auf die Lichtgeschwindigkeit, der zwar nach den Aberrationsbeobachtungen sowie nach den Versuchen MICHELSON-SAGNACS und Doppelsternbeobachtungen unwahrscheinlich ist, aber noch nicht ganzlich geleugnet werden kann

Die Aberration, die als Folge der absoluten Bewegung der Erde im Ather anzusehen ist[2], gibt eine scheinbare Winkelanderung α des Sternortes, die sich als Funktion der Lichtgeschwindigkeit c, der Geschwindigkeit u des Beobachters und des Winkels $(c, u) = \omega$ darstellen laßt in der Form

$$\sin\alpha = \frac{\frac{u}{c}\sin\omega}{\sqrt{1 + \frac{2u}{c}\cos\omega + \frac{u^2}{c^2}}}$$

oder fur kleine Werte von u

$$\sin\alpha = \frac{u}{c}\sin\omega$$

Der Betrag der Aberration ist nur abhangig von der Geschwindigkeit der Erde (des Beobachters), nicht aber von der der Lichtquelle, wie auch STARK an Kanalstrahlen nachgewiesen hat[3]

MICHELSONS Versuch zur Bestimmung des Einflusses der Erdrotation ergab fur den Gangunterschied rechnerisch $0{,}236 \pm 0{,}002$, experimentell $0{,}230 \pm 0{,}005\,\mu$ und damit eine Bestatigung fur die Behauptung, daß der Lichtather an der Bewegung der Erde nicht teilnimmt und die Interpretation der Aberration zu Recht besteht[4] Ein gleiches Ergebnis hatte der SAGNACsche Rotationsversuch, bei dem die gesamte Apparatur in schnelle Umdrehung versetzt wurde und die Interferenzstreifen, die beim Durchlaufen einer Interferenzanordnung im entgegengesetzten Sinne (also einmal mit, einmal gegen die Drehung) erzeugt wurden, photographisch aufgenommen wurden[5]

In einem gewissen Widerspruch hierzu steht freilich der altere MICHELSON-MORLEYsche Versuch, der die Frage klaren sollte, ob eine Mitfuhrung des Athers bei der Translationsbewegung der Erde stattfindet oder nicht Bei der einfachen MICHELSONschen Anordnung (Abb 27 sowie 28 c, f, g) sollte, falls der Ather in bezug auf das mit der Erde fortschreitende Interferenzsystem ruht, fur die beiden verschiedenen Lichtwege ein Gangunterschied auftreten, der durch die Große $2lv^2/c^2$ gegeben sein mußte, wobei l den Abstand des halbdurchsichtigen Spiegels G_1 von dem in Richtung der Erdbewegung liegenden Spiegel S_1 bezeichnet, v die Geschwindigkeit des Apparates gegen den als ruhend voraus-

[1] Grundlegende Arbeit C DOPPLER, Abh Bohm Ges d Wiss (2) 5, S 465 (1843) Geschichtliche Darstellung H KONEN, Das Dopplersche Prinzip in H KAYSER, Handb der Spektroskopie 2, Kap VII, S 369 Leipzig 1902 Obere Grenze der Geschwindigkeiten K LION, Z f Phys 83, S 442 (1933)

[2] J BRADLEY, Phil Trans 35, S 637 (1728), P LENARD, Ather und Urather, 2 Aufl Leipzig 1922, P HARZER, A N 212, S 65 (1920), F HAYN, ebenda 224, S 287 (1925), R TOMASCHECK, Z f Phys 32, S 397 (1925)

[3] J STARK, Ann d Phys (4) 77, S 16 (1925)

[4] A A MICHELSON u H G GALE, Ap J 61, S 140 (1925)

[5] G SAGNAC, J de Phys (5) 4, S 177 (1914), s auch A PEROT, C R 178, S 380 (1924)

gesetzten Äther und c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet Bei der Durchführung des Versuches[1] ergab sich ein negatives Resultat selbst dann, als die Länge des Lichtweges auf 5,5 10^7 Lichtwellenlängen vergrößert worden war Neuere Arbeiten haben eine wesentliche Änderung der Ergebnisse nicht gebracht[2], jedenfalls sind die beobachteten Streifenverschiebungen stets erheblich kleiner gewesen als die theoretisch berechneten Werte Sie waren sogar überlagert von einem Effekt, der mit der Jahreszeit, in der die Beobachtungen angestellt wurden, wechselte er war im April größer als im November und Dezember Der Ursprung dieser in gleicher Periode mit der Drehung des Apparates auftretenden Schwankungen ist völlig rätselhaft, doch können sie schon durch kleine Temperaturschwankungen erklärt werden[3] Der schon bei früheren Versuchen beachtete Einfluß der Beobachtungshöhe (beobachtet wurde teils in der Ebene, teils auf dem Mt Wilson in etwa 1800 m Meereshöhe) ist ebenfalls nicht nachweisbar, denn die bei einem Ballonaufstieg durchgeführten Versuche von PICCARD und STAHEL[4] verliefen ebenfalls negativ Die gemessenen Verschiebungen, die einer Geschwindigkeit des Ätherwindes 7 km/sec entsprechen würden, liegen in der Größenordnung der Beobachtungsfehler

Der Unsicherheit der Ergebnisse entsprechend erscheinen die theoretischen Deutungen, die teils unter Zuhilfenahme der Kontraktionshypothese[5], teils durch die Annahme einer Anisotropie des Weltäthers oder einer ballistischen Emissionstheorie[6] versucht worden sind, ebenfalls nicht genügend begründet

Man wird also an den einfachen Annahmen der elementaren Theorie festhalten dürfen, zumal für kleine Geschwindigkeiten v sowohl die LORENTZsche Theorie als auch die elektromagnetische für den DOPPLER-Effekt dieselben Gleichungen liefert, nämlich

bei bewegtem Beobachter $\quad \nu_1 = \nu\left(1 \pm \frac{v}{c}\right)$,

bei bewegter Lichtquelle $\quad \nu_1 = \dfrac{\nu}{1 \pm \frac{v}{c}}$,

wo ν die Schwingungszahl der von der Lichtquelle ausgehenden Wellen, v die Geschwindigkeit in Richtung der Verbindungslinie Lichtquelle—Beobachter und ν_1 die beobachtete Schwingungszahl ist

Für die bei Auftreten des DOPPLER-Effektes zu beobachtende Intensität ergeben sich verschiedene Ausdrücke je nach den Annahmen, die für die Änderung der Amplitude A und des in der Formel

$$J = k A^2 \nu^2 c$$

auftretenden Proportionalitätsfaktors k gemacht werden

Allgemein kann gesetzt werden

$$J_1 = J\left(1 \pm \frac{3v}{c}\right) f\left(\frac{v}{c}\right)\left[F\left(\frac{v}{c}\right)\right]^2 \tag{79}$$

[1] A MICHELSON, Amer J of Science 22, S 120 (1881), A MICHELSON u A MORLEY, Phil Mag 24, S 449 (1887), A MORLEY u R MILLER, ebenda 9, S 680 (1905)

[2] G v GLEICH, Z f Phys 59, S 132 (1929), A MICHELSON, F G PEASE u F PEARSON, Nature 123, S 88 (1929), G v GLEICH, Z f Phys 61, S 291 (1930)

[3] E BRYLINSKY, C R 179, S 559 (1924)

[4] E STAHEL, Naturwiss 14, S 935 (1926), A PICCARD u E STAHEL, ebenda 15, S 140 (1927)

[5] H A LORENTZ, Versuch einer Theorie der elektr und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern Leipzig 1906

[6] BIRKELAND, Phil Mag (6) 37, S 152 (1919), O M STUART, Phys Rev 32, S 418 (1912), s auch E GEHRCKE, Z f techn Phys 4, S 292 (1923)

Hieraus konnen als Sonderfalle die von KONEN, FIZEAU, EOTVOS u a [1] aufgestellten Beziehungen gewonnen werden, die samtlich die Form haben

$$J_1 = J\left(1 \pm \frac{Nv}{c}\right) \qquad N = 1, 2, 3,$$

22 Experimentelle Beweise Außer den akustischen Beweisen[2] liegt eine Reihe von Versuchen vor, die eine Anwendbarkeit des Prinzips auf optische Vorgange erkennen lassen BELOPOLSKI[3] sowohl wie Furst GALITZIN und J WILIP[4] haben die Richtigkeit des einfachen Ansatzes bestatigen konnen, und auch die Breite der Spektrallinien, die wesentlich durch den DOPPLER-Effekt bedingt ist, fuhrt zu der gleichen Folgerung

Jeder endlich begrenzte Wellenzug ergibt eine gewisse Breite der Spektrallinien, die durch den DOPPLER-Effekt betrachtlich vergroßert wird In jedem leuchtenden Gase bewegen sich die leuchtenden Atome mit einer der Temperatur entsprechenden Geschwindigkeit nach allen Richtungen, wodurch eine durch die DOPPLERsche Formel gegebene Veranderung der Wellenlange der Linien eintritt, die von den einzelnen Atomen emittiert werden Die Halbwertbreite ergibt sich in Abhangigkeit vom Molekulargewicht M des Gases, der absoluten Temperatur T und der universellen Gaskonstante R zu

$$\omega_0' = 2\frac{\sqrt{3 \ln 2}}{c}\nu_0\sqrt{\frac{RT}{M}} \tag{80}$$

oder zahlenmaßig in ÅNGSTROM-Einheiten

$$\varDelta\lambda = 7{,}162 \cdot 10^{-7}\lambda_0\sqrt{\frac{T}{M}}$$

Fur die Ableitung wird Gebrauch gemacht von dem MAXWELLschen Ansatz fur die Geschwindigkeitsverteilung, nach der die Anzahl dN der Atome innerhalb des Geschwindigkeitsgebietes v bis $v + dv$ gegeben ist durch

$$dN = a e^{-v^2\beta} dv$$

Berucksichtigt man, daß die Intensitat $J(v) = \alpha \frac{dN}{dv} = \alpha \cdot a e^{-v^2\beta}$ fur die Geschwindigkeit nach dem DOPPLERschen Prinzip

$$v = \frac{d\lambda}{\lambda_0} c$$

ist, so folgen die obigen Ausdrucke fur die Halbwertbreite unmittelbar Wie ersichtlich, kann der Ausdruck sowohl zur Bestimmung der Temperatur als auch zur Ermittlung des Atomgewichtes benutzt werden[5]

Die wichtigsten Beweise fur die Richtigkeit des DOPPLERschen Prinzips haben astrophysikalische Messungen geliefert Wir brauchen hier nicht naher darauf einzugehen, sondern verweisen auf die verschiedenen Kapitel des vorliegenden Werkes, in denen diese Dinge ausfuhrlich behandelt werden

Der transversale DOPPLER-Effekt, der sich bei Einfuhrung der LORENTZschen Transformationsgleichungen in der zweiten Form[6] fur die zur Geschwin-

[1] H KAYSER, Handb der Spektroskopie 2, Kap VII, S 369 Leipzig 1902, FIZEAU, Pogg Ann 92, S 652 (1854), R v EOTVOS, ebenda 152, S 513 (1874), J PETZVAL, Wien Ber 8 II, S 567 (1852), 9 II, S 699 (1852), E KETTELER, Astronomische Undulationstheorie, S 149 Bonn 1873

[2] H BUYS-BALLOT, Pogg Ann 66, S 321 (1845), H C VOGEL, ebenda 158, S 287 (1876), E MACH, ebenda 112, S 58 (1861), Wien Ber 77 II, S 299 (1878)

[3] A N 137, S 33 (1895) [4] Ap J 26, S 45 (1907)

[5] SCHONROCK, Ann d Phys 20, S 995 (1906), CH FABRY, H BUISSON, J de Phys 5 (2), S 442 (1912)

[6] H A LORENTZ, Proc Acad Sc Amsterdam 6, S 809 (1904)

digkeitsrichtung senkrechte Richtung ergibt, konnte durch STARK[1] eigentümlicherweise nicht ausgeschaltet werden, zeigte sich aber etwa 20 mal größer als der von der Theorie geforderte Wert. Nach der Relativitätstheorie müßte der transversale DOPPLER-Effekt für einen Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Geschwindigkeit der Lichtquelle verschwinden, der für $v = 100000$ km/sec 99°52,5′, für $v = 282843$ km/sec 135° sein müßte[2].

e) ZEEMAN-Effekt und STARK-Effekt.

23. ZEEMAN-Effekt. Grundlagen. Die in den Spektren der Elemente auftretenden Linienfolgen, die als Serien bezeichnet werden, zeigen äußeren Einwirkungen gegenüber verschiedenes Verhalten, und die Einzellinien können nach diesem in die verschiedenen Serien eingeordnet werden. Als wesentlichstes Merkmal dieser Zugehörigkeit und gleichzeitig als Schlüssel zum Verständnis der Gesetze der Spektrallinien und der atomtheoretischen Deutung ist das Verhalten der Linien im Magnetfeld und im elektrischen Felde zu beachten (ZEEMAN-Effekt und STARK-Effekt). Die Einwirkung magnetischer Felder auf elektromagnetische Wellen ist schon von FARADAY 1846 festgestellt worden, der die Wirkung beim Durchgang des Lichtes durch magnetisierte Körper untersuchte, später (1877) beobachtete KERR das Verhalten polarisierten Lichtes bei der Reflexion an magnetischen Spiegeln. FARADAYS Untersuchungen sind es gewesen, die ZEEMAN auf den Gedanken gebracht haben, die nunmehr mit Hilfe der elektromagnetischen Theorie erklärbaren Vorgänge der magnetischen Beeinflussung der Emission unter Benutzung der inzwischen entwickelten interferentiellen Methoden zu durchforschen.

Bei genügender Auflösung und ausreichender Stärke der Felder konnten die von LORENTZ theoretisch abgeleiteten Grunderscheinungen: Zerlegung einer Spektrallinie in ein Dublett bei Beobachtung in Richtung der Kraftlinien, Aufspaltung in ein Triplett bei Beobachtung senkrecht zu den Kraftlinien experimentell nachgewiesen werden, wenn auch anfangs nur in Form des anomalen Effektes beim Na, dem erst später der Nachweis des normalen Effektes (beim Cd und Zn) folgte[3].

Die theoretischen Betrachtungen knüpfen teils an die klassische Elektronentheorie an, teils benutzen sie die Ergebnisse der Quantentheorie, für die einfachen beobachteten Zerlegungen genügt erstere, für die komplizierteren Zerlegungen sind besondere Vorstellungen über den Bau des Atoms erforderlich, wobei hervorgehoben sein mag, daß die quantitative Berechnung erst bei Anwendung der modernen Quantenmechanik durchgeführt werden kann, für die die Atommodelle nur mehr die Bedeutung von Gedächtnishilfen haben.

Die feldlose Bewegung eines Elektrons in einem räumlich festen Bezugssystem kann dargestellt werden durch die Gleichungen

$$x(t) = \sum A_n \cos(2\pi t \nu_n - \alpha_n)\,,$$
$$y(t) = \sum B_n \cos(2\pi t \nu_n - \beta_n)\,,$$
$$z(t) = \sum C_n \cos(2\pi t \nu_n - \beta_n)\,,$$

[1] Ann. d. Phys. (4) 21, S. 450 (1906).

[2] V. VARIČAK, B. d. südslaw. Akad. d. Wiss. Zagreb 11–12, S. 100 (1919), s. auch P. A. SCHULZ, Z. f. Phys. 15, S. 121 (1923).

[3] A. COTTON, Le Phenomène de Zeeman. Scientia. Paris 1900, H. A. LORENTZ, Rapports prés. au Congrès int. Paris 1900, W. VOIGT, Magneto- und Elektrooptik. Leipzig 1908, H. A. LORENTZ, Enzykl. d. math. Wiss. V, Heft 2. Leipzig 1909, P. ZEEMAN, Researches in Magneto-Optics. London 1913, deutsch Leipzig 1914, A. SOMMERFELD, Atombau und Spektrallinien, 5. Aufl. Braunschweig 1928, E. BACK u. A. LANDÉ, Zeeman-Effekt und Multiplettstruktur. Berlin 1925.

deren Schwingungszahlen ν_1, ν_2, ν_3 ... sind. Wirkt auf diese ein Magnetfeld $\mathfrak{H}$, so wird die einfache KEPLER-Ellipse nach einem Satz von LARMOR[1] mit einer gewissen Umlaufszahl o um die Feldrichtung zu rotieren beginnen, deren Betrag (LARMOR-Präzession)

$$o = \frac{eH}{4\pi mc}$$

ist. Für ein mit der Umlaufszahl o rotierendes Achsensystem bleibt also die Elektronenbahn ungeändert und mit Hilfe der Transformation

$$\begin{aligned} X(t) &= x(t)\cos 2\pi t o - y(t)\sin 2\pi t o, \\ Y(t) &= y(t)\sin 2\pi t o + y(t)\cos 2\pi t o, \end{aligned} \qquad Z(t) = z(t),$$

die die Koordinaten des ruhenden Systems x, y, z mit denen des bewegten Systems X, Y, Z verknüpft, wenn die Rotation im Sinne $x \to y$ um die Z-Achse erfolgt, wenn also die Z-Achse parallel zur Richtung der Kraftlinien ist, ergibt sich schließlich

$$\left.\begin{aligned} X(t) &= \sum_n \left\{\tfrac{1}{2}\sqrt{A_n^2+B_n^2}\cos[2\pi t(\nu_n+o)-\delta_n] - \tfrac{1}{2}\sqrt{A_n^2+B_n^2}\sin[2\pi t(\nu_n-o)-\delta'_n]\right\}, \\ Y(t) &= \sum_n \left\{\tfrac{1}{2}\sqrt{A_n^2+B_n^2}\sin[2\pi t(\nu_n+o)-\delta_n] + \tfrac{1}{2}\sqrt{A_n^2+B_n^2}\cos[2\pi t(\nu_n-o)-\delta'_n]\right\}, \\ Z(t) &= \sum_n C_n\cos(2\pi t\nu_n-\gamma_n) \end{aligned}\right\} \quad (81)$$

Daraus ergeben sich neben der Grundschwingung modifizierte Schwingungen, deren Schwingungszahlen $\nu_n + o$, $\nu_n - o$ sind.

In Erscheinung treten je nach der Beobachtungsrichtung entweder Transversaleffekt (Quereffekt), gekennzeichnet durch eine Aufspaltung in drei linearpolarisierte Schwingungen, deren mittelste parallel zu den Kraftlinien ist und als π-Komponente bezeichnet wird, während die äußeren senkrecht zu den Kraftlinien schwingen und σ-Komponenten genannt werden, oder der Longitudinaleffekt (Längseffekt), bei dem zwei entgegengesetzt zirkular polarisierte Linien zu beobachten sind. Die π-Komponente ist doppelt so stark wie die σ-Komponenten, beide Glieder des Längseffektes haben gleiche Intensität, und zwar

$$J^+ = J^- = \tfrac{1}{4}(A_n^2 + B_n^2) = \tfrac{1}{2}C_n^2 \qquad (82)$$

Für die positive und negative Verschiebung der Komponenten ergibt sich somit bei Annahme des Wertes $e/m = 1{,}77 \cdot 10^{-7}$, der umgekehrt auch durch Spektralbeobachtungen bestimmt werden kann,

$$\Delta\nu = 4{,}70 \cdot 10^{-5} H,$$

welche Beziehung zur Ermittlung der Feldstärke dienen kann. Zu letzterem Zwecke eignen sich besonders die Linien Mg 5168, Zn 4680, Sr 4327, Cd 4678, Hg 4047 sowie Al 3944 und 3961.

Die einfachen Zerlegungstypen sind verhältnismäßig selten, die den angegebenen Regeln nicht genügenden anomalen Zerlegungsbilder haben jedoch ein besonderes Interesse gefunden, weil sie zu weiterem Ausbau der Theorie anregten. Wenn auch die Schwierigkeiten bei der Erklärung der einzelnen Typen noch nicht vollständig behoben sind, so sind doch die allgemeinen Grundlagen schon geklärt. Die VOIGTsche Theorie[2] ergibt die anomalen Effekte einschließlich

---

[1] Phil. Mag. (5) 44, S. 503 (1897).

[2] W. VOIGT, Magnetooptik in GRAETZ, Handb. der Elektrizität und des Magnetismus IV (1915).

des Überganges zum PASCHEN-BACK-Effekt, also der Umwandlung in den normalen Effekt bei Einwirkung stärkerer Felder, und weitere Klärung ist durch die Theorie von BOHR, SOMMERFELD, DEBYE[1] u. a. erzielt worden.

Zur näheren Diskussion dieser anomalen Fälle ist es wichtig, eine bestimmte Bezeichnungsweise für die Linien festzulegen, da verschiedene Bezeichnungsarten in Gebrauch sind. Ausgehend von der BOHRschen Grundbedingung, die die Frequenz einer Spektrallinie in Abhängigkeit von zwei Energiestufen E_a und E_e in der Form

$$\nu = \frac{1}{h}(E_a - E_e) \tag{83}$$

darstellt, in der h das PLANCKsche Wirkungsquantum ist, ergeben sich also für die schon in der älteren Spektroskopie bekannten Linienserien die einzelnen Schwingungen als Kombinationen einzelner Terme $S, P, D, F, \ldots$ (Abkürzung für **S**charfe Serie, **P**rinzipalserie, **D**iffuse Serie, **F**undamentalserie, auch in gleicher Reihenfolge als II. Nebenserie, Hauptserie, I. Nebenserie, BERGMANN-Serie bezeichnet), die als charakteristisch für die Atome angesehen werden müssen. Nach PRESTON[2] ist für alle Linien derselben Serie dieselbe Zerlegung zu erwarten (PRESTONsche Regel), so daß dieses Verhalten zur Festlegung der Serien benutzt werden kann, zumal auch korrespondierende Linien verschiedener Elemente in gleicher Weise zerlegt werden, jedoch ist die Gültigkeit dieser Regel, die durch die LANDÉsche g-Formel erklärbar ist, auf einfachere Formen beschränkt und gilt für „verzweigte" Terme nicht mehr streng[3].

Für die Darstellung der Schwingungszahlen der erwähnten Serien ist von RYDBERG[4] die Form

$$\nu = A - B = R\left(\frac{1}{(m+a)^2} - \frac{1}{(n+b)^2}\right) \tag{84}$$

benutzt worden, in der R eine universelle Konstante ($R = 109675\ \text{cm}^{-1}$) ist, a und b Konstanten sind, die für die Elemente kennzeichnend sind, während m für eine bestimmte Serie konstant ist und n die Reihe der ganzen Zahlen durchläuft. Die durch den ersten Ausdruck gegebenen Grenzterme sind nicht unabhängig voneinander, vielmehr haben beide Nebenserien gleiche Grenzen, und die Differenz der Grenzen der Hauptserie und der Nebenserie ist gleich der Wellenzahl der ersten Linie der Hauptserie (RYDBERG-SCHUSTERsche Regel). Für die Hauptserie und die beiden Nebenserien existieren somit nur zwei Konstanten s und p, zu denen noch eine weitere „f" bei der Aufstellung des Ausdruckes für die BERGMANN-Serie (Fundamentalserie) tritt.

Damit erhält man die für die Einzelserien gültige Darstellung

$$\left.\begin{aligned}
&\text{Scharfe Serie} && \nu = R\left(\frac{1}{(2+p)^2} - \frac{1}{(n+s)^2}\right), && n = 2, 3, \ldots,\\
&\text{Prinzipalserie} && \nu = R\left(\frac{1}{(1+s)^2} - \frac{1}{(n+p)^2}\right), && n = 2, 3, \ldots,\\
&\text{Diffuse Serie} && \nu = R\left(\frac{1}{(2+p)^2} - \frac{1}{(n+d)^2}\right), && n = 3, 4, \ldots,\\
&\text{Fundamentalserie} && \nu = R\left(\frac{1}{(3+d)^2} - \frac{1}{(n+f)^2}\right), && n = 4, 5, \ldots,
\end{aligned}\right\} \tag{85}$$

---

[1] N. BOHR, On the Quantum Theory of Line Spectra. Kopenhagen 1918 u. 1922, Ann. d. Phys. 71, S. 277 (1923); A. SOMMERFELD, Ann. d. Phys. 51, S. 1 (1916); 53, S. 527 (1917); P. E. DEBYE, Phys. Z. 17, S. 507 (1916).

[2] Phil. Trans. R. S. Dubl. (2) 7, S. 7 (1899); C. RUNGE u. F. PASCHEN, Abh. Akad. Berl. 32, S. 720 (1902), Ap. J. 15, S. 235 u. 336 (1902); 16, S. 118 (1902).

[3] E. BACK, Z. f. Phys. 37, S. 193 (1926); s. auch E. BACK, Diss. Tübingen 1921.

[4] Svenska Vet. Akad. 23, Nr. 11 (1890); Phil. Mag. (5) 29, S. 331 (1890).

aus der sich die symbolische Darstellung

$$\left.\begin{array}{ll} \text{II NS} & \nu = 2p - ns, \\ \text{HS} & \nu = 1s - np, \\ \text{I NS} & \nu = 2p - nd, \\ \text{BS} & \nu = 3d - nf \end{array}\right\} \qquad (86)$$

unmittelbar erklärt. Eine weitere Fortsetzung dieses Schemas führt zu den „Über-Bergmannserien“

$$\left.\begin{array}{ll} \nu = 4f - ng, & n = 5, 6, \ldots, \\ \nu = 5g - nh, & n = 6, 7, \ldots \end{array}\right\} \qquad (86\text{a})$$

Weitere nicht unmittelbar den Serienlinien zuzuordnende beobachtete Linien können in Anlehnung an die Seriendarstellung durch „Kombination“ bestimmter Terme gefunden werden, wobei jedoch eine Reihe an sich möglicher Kombinationen durch eine Auswahlregel, die die zulässigen Quantensprünge begrenzt, ausgeschlossen wird; ähnliche Regeln gelten auch für die ZEEMAN-Komponenten (s. weiter unten).

Bei komplexen Strukturen, d. h. solchen, bei denen die Glieder der einzelnen Serien nicht mehr einfach sind, sind mehrere Termfolgen zu berücksichtigen, denen daher Sonderwerte $p_1, p_2, d_1, d_2, f_1, f_2$ an Stelle von p, d, f zuzuschreiben sind[1], bei komplizierteren Linien müssen weitere Konstanten eingeführt werden. Solange nur verhältnismäßig einfache Linien bekannt waren, konnte die Unterscheidung auch in der Weise vorgenommen werden, daß für Einfachterme (Singuletterme) große lateinische Buchstaben (S, D, P, F), für Dubletterme kleine gotische Buchstaben $(\mathfrak{s}, \mathfrak{p}, \mathfrak{d}, \mathfrak{f})$, für Tripletterme kleine lateinische Buchstaben (s, p, d, f) gewählt wurden. Höhere Multiplizitäten führen hierbei zu Schwierigkeiten, und es ist daher von LANDÉ[2] die folgende Bezeichnungsweise vorgeschlagen worden. Als oberer Index wird an die durch n bezeichnete Laufzahl, die als Hauptquantenzahl anzusehen ist, die Zahl der Multiplizität angehängt, als unterer Index die azimutale Quantenzahl $k = 1, 2, 3 \ldots$ entsprechend den s, p, d-Termen und die innere Quantenzahl j (resultierende Quantenzahl), so daß das Symbol in allgemeiner Form n^r_{kj} geschrieben werden kann.

Daneben wird noch benutzt eine auf RUSSELL und SAUNDERS[3] zurückgehende Schreibweise, bei der die allgemeine Laufzahl n beibehalten wird, die genaue Kennzeichnung erfolgt durch die Buchstaben $S, P, D, F, \ldots$, denen als oberer (vorderer) Index die die Multiplizität bezeichnende Zahl, als unterer (hinterer) Index die die Terme unterscheidende Zahl beigefügt wird.

Somit würde gelten:

Singuletterme

nach PASCHEN	nS	nP	nD	nF
nach LANDÉ	n^1_{10}	n^1_{21}	n^1_{32}	n^1_{33}
nach RUSSELL u. SAUNDERS	$n\,^1S_0$	$n\,^1P_1$	$n\,^1D_2$	$n\,^1F_3$

Dubletterme

nach PASCHEN	$n\mathfrak{s}$	$n\mathfrak{p}_1$	$n\mathfrak{p}_2$	$n\mathfrak{d}_1$	$n\mathfrak{d}_2$	$n\mathfrak{f}_1$	$n\mathfrak{f}_2$
nach LANDÉ	n^2_{11}	n^2_{22}	n^2_{21}	n^2_{33}	n^2_{32}	n^2_{44}	n^2_{43}
nach RUSSELL u. SAUNDERS	$n\,^2S_1$	$n\,^2P_2$	$n\,^2P_1$	$n\,^2D_3$	$n\,^2D_2$	$n\,^2F_4$	$n\,^2F$

[1] A. SOMMERFELD, Ann. d. Phys. 63, S. 121 (1920). [2] Z. f. Phys. 5, S. 231 (1921).
[3] Ap. J. 61, S. 38 (1925); s. auch den zusammenfassenden Bericht von A. JOOS, Die Physik I, S. 81 (1933).

Tripletterme

nach PASCHEN	ns	np_1	np_2	np_3	nd_1	nd_2	nd_3
nach LANDÉ	n_{11}^3	n_{22}^3	n_{21}^3	n_{20}^3	n_{33}^3	n_{32}^3	n_{31}^3
nach RUSSELL u SAUNDERS	$n\,{}^3S_1$	$n\,{}^3P_2$	$n\,{}^3P_1$	$n\,{}^3P_0$	$n\,{}^3D_3$	$n\,{}^3D_2$	$n\,{}^3D_1$

24 Zerlegungstypen Die allgemein geltende Formel (83) muß auch fur die Zerlegung im Magnetfeld beachtet werden Die magnetische Zusatzenergie fur ein Atom mit dem magnetischen Moment $\mathfrak{M}$ im Magnetfeld $\mathfrak{H}$ ist

$$\Delta W = -|\mathfrak{M}|\,|\mathfrak{H}|\cos(\mathfrak{M},\mathfrak{H})$$

Diese allgemeine Beziehung wurde fur die Verschiebung der im Magnetfeld ausgesandten Linie gegen die feldlose Linie ergeben

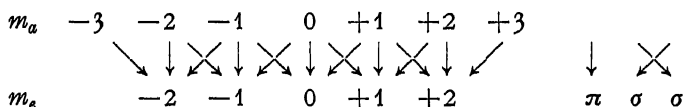
$$\Delta\nu = \Delta\nu_a - \Delta\nu_e = 2\pi o\left(\frac{M_a}{h} - \frac{M_e}{h}\right) = o\,(m_a - m_e),$$

wobei o die Umlaufszahl der prazessierenden Kreiselachse ist und m_a und m_e die Werte

$$m_a = 0, \pm 1, \pm 2, \quad , \pm j_a, \qquad m_e = 0, \pm 1, \pm 2, \quad , \pm j_e$$

annehmen konnen Zulassig sind aber nur diejenigen Kombinationen, die der folgenden Auswahlregel genugen

Die aquatoriale Quantenzahl m darf nur um 0 oder ± 1 springen Der Sprung 0 gibt Anlaß zu einer parallel zum Feld polarisierten Strahlung (π-Komponente), der Sprung $m_a - m_e$ liefert zirkulare Komponenten (σ-Komponenten), die durch das beigefugte Schema angedeutet sind, aus dem auch die Moglichkeit mehrfacher Entstehungsart hervorgeht

```
m_a   -3    -2    -1     0    +1    +2    +3
        ↘  ↓ ⨯ ↓ ⨯ ↓ ⨯ ↓ ⨯ ↓ ↙            ↓   ⨯
m_e         -2    -1     0    +1    +2              π  σ  σ
```

Eine vollstandige Erklarung der komplizierteren Zerlegungen ist mit ganzen Quantenzahlen nicht moglich Es ist erforderlich, auch halbe Quantenzahlen zuzulassen Fur gerade Multipletts gilt

$$m = \pm \tfrac{1}{2}, \tfrac{3}{2}, \tfrac{5}{2}, \quad ,$$

fur ungerade

$$m = \pm 0, 1, 2, 3, \quad ,$$

und die moglichen Werte sind fur schwache Magnetfelder durch die inneren Quantenzahlen J begrenzt gemaß

$$-(J - \tfrac{1}{2}) \leqq m \leqq +(J - \tfrac{1}{2})$$

Der Vergleich mit der klassischen Theorie gibt Anhaltspunkte fur die Intensitat und die Polarisation der im Magnetfelde emittierten Strahlung (Korrespondenzprinzip) Demgemaß sollen die $m_a - m_e = 0$ entsprechenden Schwingungen proportional C_n^2 sein, solche, die $m_a - m_e = \pm 1, \pm 2,$ entsprechen, nur mit verschwindender Intensitat auftreten, wenn sie parallel zur Feldrichtung polarisiert sind, zirkulare Schwingungen in der XY-Ebene haben bei $m_a - m_e = \pm 1$ Intensitaten proportional $\frac{1}{2}\sqrt{A_n^2 + B_n^2}$

Die komplizierteren Zerlegungen lassen sich ausdrucken als rationale (kleinzahlige) Vielfache des Abstandes der normalen Zerlegungstypen, fur die

$\Delta\nu = \pm 4{,}7 \cdot 10^{-5} c\,\mathfrak{H}$ ist, und man erhält, wenn man die π-Komponenten eingeklammert schreibt, bei Unterdrückung des konstanten Faktors, der den normalen Abstand kennzeichnet, für das normale Triplett die symbolische Darstellung

$$-1,\ (0),\ +1,$$

abgekürzt

$$\pm (0)\ 1,$$

oder für andere Typen, beispielsweise für die Kombinationsserie $(n\mathfrak{p}_2 - n'\mathfrak{d}_2)$,

$$\frac{-13}{15},\ \frac{-11}{15},\ \frac{(-1)}{15},$$

$$\frac{(+1)}{15},\ \frac{+11}{15},\ \frac{+13}{15},$$

oder in abgekürzter Schreibweise

$$(\mathfrak{p}_2\mathfrak{d}_2) = \pm \frac{(1)\quad 11\quad 13}{15},$$

wo der gemeinsame Nenner als RUNGEscher Nenner bezeichnet wird. Die diese

Abb. 43. Intensitäten der Komponenten bei magnetischer Zerlegung.

Abb. 44. Aufspaltungsschema für die Termkombination $(\mathfrak{p}_2\mathfrak{d}_2)$.

Gesetzmäßigkeiten ausdrückende Regel heißt RUNGEsche Regel. Nenner größer als 20 lassen sich selbst mit den feinsten Zerlegungsapparaturen nicht nachweisen.

Jeder RUNGEsche Bruch läßt sich gemäß $\Delta\nu = \Delta\nu_a - \Delta\nu_e$ in zwei Termbrüche auflösen, womit für die möglichen Kombinationen weitere Anhaltspunkte gegeben sind. Für die Intensitäten, die in Abb. 43 durch die Länge der Striche angedeutet sind, ergibt sich nach LANDÉ die Regel: Für die Kombinationen, die verschiedene Anzahl von Termaufspaltungsgliedern besitzen, sind diejenigen π-Komponenten am stärksten, die durch senkrechte Kombinationen in der Mitte des Pfeilschemas zustande kommen. Bei den σ-Komponenten sind die am Rande des Schemas auftretenden die stärksten, doch treten bei Kombinationen zweier Terme, die die gleiche Zahl von Termaufspaltungsgliedern besitzen, an Stelle der stärkeren Linien schwächere.

Die Auflösung in RUNGEsche Brüche und die daraus sich ergebenden Intensitätswerte der Komponenten können aus der folgenden Darstellung (s. Abb. 44) entnommen werden.

Tabelle 6 Zeeman-Termkombinationen

$$\mathfrak{s} \qquad -\tfrac{1}{1} \quad \tfrac{1}{1}$$
$$\mathfrak{p}_1 \qquad -\tfrac{6}{3} \quad -\tfrac{2}{3} \quad \tfrac{2}{3} \quad \tfrac{6}{3}$$
$$(\mathfrak{s}\mathfrak{p}_1) \qquad \pm\frac{(1)\ \ 8\ \ 5}{3}$$

$$\mathfrak{s} \qquad -\tfrac{1}{1} \quad \tfrac{1}{1}$$
$$\mathfrak{p}_2 \qquad -\tfrac{1}{3} \quad \tfrac{1}{3}$$
$$(\mathfrak{s}\mathfrak{p}_2) \qquad \pm\frac{(2)\ \ 4}{3}$$

$$\mathfrak{p}_1 \qquad -\tfrac{6}{3} \quad -\tfrac{2}{3} \quad \tfrac{2}{3} \quad \tfrac{6}{3}$$
$$\mathfrak{d}_2 \qquad -\tfrac{6}{5} \quad -\tfrac{2}{5} \quad \tfrac{2}{5} \quad \tfrac{6}{5}$$
$$(\mathfrak{p}_1\mathfrak{d}_2) \qquad \pm\frac{(4)\ \ (12)\ \ 8\ \ 16\ \ 24}{15}$$

$$\mathfrak{p}_2 \qquad -\tfrac{1}{3} \quad \tfrac{1}{3}$$
$$\mathfrak{d}_2 \qquad -\tfrac{6}{5} \quad -\tfrac{2}{5} \quad \tfrac{2}{5} \quad \tfrac{6}{5}$$
$$(\mathfrak{p}_2\mathfrak{d}_2) \qquad \pm\frac{(1)\ \ 11\ \ 18}{15}$$

$$\mathfrak{p}_1 \qquad -\tfrac{6}{3} \quad -\tfrac{2}{3} \quad \tfrac{2}{3} \quad \tfrac{6}{3}$$
$$\mathfrak{d}_1 \qquad -\tfrac{15}{5} \quad -\tfrac{9}{5} \quad -\tfrac{3}{5} \quad \tfrac{3}{5} \quad \tfrac{9}{5} \quad \tfrac{15}{5}$$
$$(\mathfrak{p}_1\mathfrak{d}_1) \qquad \pm\frac{(1)\ \ (3)\ \ 15\ \ 17\ \ 19\ \ 21}{15}$$

$$s \qquad -2 \quad 0 \quad 2$$
$$p_1 \qquad -\tfrac{6}{2} \quad -\tfrac{3}{2} \quad 0 \quad \tfrac{3}{2} \quad \tfrac{6}{2}$$
$$(s p_1) \qquad \pm\frac{(0)\ \ (1)\ \ 2\ \ 3\ \ 4}{2}$$

$$s \qquad -2 \quad 0 \quad 2$$
$$p_2 \qquad -\tfrac{3}{2} \quad 0 \quad \tfrac{3}{2}$$
$$(s p_2) \qquad \pm\frac{(1)\ \ 3\ \ 4}{2}$$

$$s \qquad -2 \quad 0 \quad 2$$
$$p_3 \qquad 0$$
$$(s p_3) \qquad \pm\frac{(0)\ \ 4}{2}$$

$$p_1 \qquad -\tfrac{6}{2} \quad -\tfrac{3}{2} \quad 0 \quad \tfrac{3}{2} \quad \tfrac{6}{2}$$
$$d_3 \qquad -\tfrac{1}{2} \quad 0 \quad \tfrac{1}{2}$$
$$(p_1 d_3) \qquad \pm\frac{(0)\ \ (2)\ \ 1\ \ 3\ \ 5}{2}$$

$$p_2 \qquad -\tfrac{3}{2} \quad 0 \quad \tfrac{3}{2}$$
$$d_3 \qquad -\tfrac{1}{2} \quad 0 \quad \tfrac{1}{2}$$
$$(p_2 d_3) \qquad \pm\frac{(1)\ \ 2\ \ 3}{2}$$

$$p_3 \qquad 0$$
$$d_3 \qquad -\tfrac{1}{2} \quad 0 \quad \tfrac{1}{2}$$
$$(p_3 d_3) \qquad \pm\frac{(0)\ \ (1)}{2}$$

$$p_1 \qquad -\tfrac{6}{2} \quad -\tfrac{3}{2} \quad 0 \quad \tfrac{3}{2} \quad \tfrac{6}{2}$$
$$d_2 \qquad -\tfrac{14}{6} \quad -\tfrac{7}{6} \quad 0 \quad \tfrac{7}{6} \quad \tfrac{14}{6}$$
$$(p_1 d_2) \qquad \pm\frac{(2)\ \ (4)\ \ 5\ \ 7\ \ 9\ \ 11}{6}$$

$$p_2 \qquad -\tfrac{3}{2} \quad 0 \quad \tfrac{3}{2}$$
$$d_2 \qquad -\tfrac{14}{6} \quad -\tfrac{7}{6} \quad 0 \quad \tfrac{7}{6} \quad \tfrac{11}{6}$$
$$(p_2 d_2) \qquad \pm\frac{(0)\ \ (2)\ \ 5\ \ 7\ \ 9}{6}$$

$$p_1 \qquad -\tfrac{6}{2} \quad -\tfrac{3}{2} \quad 0 \quad \tfrac{3}{2} \quad \tfrac{6}{2}$$
$$d_1 \qquad -\tfrac{12}{3} \quad -\tfrac{8}{3} \quad -\tfrac{4}{3} \quad 0 \quad \tfrac{4}{3} \quad \tfrac{8}{3} \quad \tfrac{12}{3}$$
$$(p_1 d_1) \qquad \pm\frac{(0)\ \ (1)\ \ (2)\ \ 6\ \ 7\ \ 8\ \ 9\ \ 10}{6}$$

Für die schon erwähnte Termkombination ist

$$\begin{array}{lcccccc}
\text{äquatoriale Quantenzahl} & & \frac{-3}{2} & \frac{-1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{3}{2} & \\
\frac{\Delta W}{o\ h}\ \text{von}\ \mathfrak{d}_2 & & \frac{-6}{5} & \frac{-2}{5} & \frac{+2}{5} & \frac{+2}{5} & \\
\frac{\Delta W}{o\ h}\ \text{von}\ \mathfrak{p}_2 & & & \frac{-1}{3} & \frac{+1}{3} & & \\
\frac{\Delta \nu}{o\ h}\ \text{von}\ (\mathfrak{p}_2\mathfrak{d}_2) & \frac{-13}{15} & \frac{-11}{15} & \left(\frac{-1}{15}\right) & \left(\frac{+1}{15}\right) & \frac{+11}{15} & \frac{+13}{15}
\end{array}$$

Die nach diesen Regeln erhaltene grundlegende Tabelle, die von LANDÉ zusammengestellt worden ist, ist experimentell weitgehend bestätigt und konnte sogar zu Voraussagen über mögliche Zerlegungstypen benutzt werden[1]

Die klassischen Theorien sowie die Quantentheorien von DEBYE und SOMMERFELD konnten eine ausreichende Erklärung für die anomalen Effekte nicht geben, selbst dann noch nicht, als die mit der ursprünglichen Quantentheorie nicht vereinbare Annahme halber Quantenzahlen gemacht wurde Für die Atome höherer Stufe lassen sich die Aufspaltungsgrößen aber nach LANDÉ[2] durch Einführung eines „Aufspaltungsfaktors“ g in der Form darstellen

$$\frac{\Delta \nu}{o} = m g ,$$

in der m von einem Größtwert in ganzzahligen Intervallen abnimmt So ergibt sich für die Aufspaltungsgrößen $\pm\frac{15}{5}$, $\pm\frac{9}{5}$, $\pm\frac{3}{5}$ des Dubletts $\mathfrak{d}_1$ die Zerlegung bei $g = \frac{6}{5}$

$$\frac{\Delta \nu}{o} = m g = \pm\frac{5}{2}\ \frac{6}{5}, \quad \pm\frac{3}{2}\ \frac{6}{5}, \quad \pm\frac{1}{2}\ \frac{6}{5}$$

Die Faktoren g, die mit dem jedesmaligen m_{max} die Termaufspaltungen vollständig bestimmen, sind unter Beifügung des Wertes J in der folgenden Tabelle zusammengestellt Hierbei ist zu beachten, daß der Wert von m_{max} um $\frac{1}{2}$ kleiner ist als der Wert J für den betreffenden Term m liegt also zwischen den Grenzen m_{max} und $-m_{max}$

Tabelle 7

Term	S	P	D	$\mathfrak{s}$	$\mathfrak{p}_1$	$\mathfrak{p}_2$	$\mathfrak{d}_1$	$\mathfrak{d}_2$	s	p_1	p_2	p_3	d_1	d_2	d_3
g	$\frac{0}{0}$	1	1	$\frac{2}{1}$	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{6}{5}$	$\frac{4}{5}$	$\frac{2}{1}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{0}{0}$	$\frac{4}{3}$	$\frac{7}{6}$	$\frac{1}{2}$
m_{max}	0	1	2	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{3}{2}$	1	0	1	0	3	2	1
J	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	1	2	1	3	2	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{3}{2}$

Die Berechnung von g aus den Quantenzahlen R (Rumpfquantenzahl), K (azimutale Quantenzahl) und J (Gesamtimpuls, innere Quantenzahl) kann nach der Formel

$$g = \frac{3}{2} + \frac{R^2 - K^2}{2(J^2 - \frac{1}{4})}$$

oder in symmetrischer Form

$$g = 1 + \frac{(J+\frac{1}{2})(J-\frac{1}{2}) + (R+\frac{1}{2})(R-\frac{1}{2}) - (K+\frac{1}{2})(K-\frac{1}{2})}{2(J+\frac{1}{2})(J-\frac{1}{2})}$$

erfolgen

---

[1] C RUNGE, Phys Z 8, S 232 (1907), W LOHMANN, Inaug -Diss Halle 1907, TAKAMINE u YAMADA, Proc Tokyo Math Phys Soc 7, S 277 (1914), A LANDÉ, Z f Phys 5, S 231 (1921)

[2] Z f Phys 5, S 231 (1921), 7, S 398 (1921), 15, S 189 (1923), 22, S 417 (1927)

Durch Arbeiten von HEISENBERG und PAULI[1], besonders aber durch die Hypothese des Kreiselelektrons, die von UHLENBECK und GOUDSMIT[2] eingeführt worden ist, ist weitere Aufklärung geschaffen worden Für den mechanischen Drehimpuls (Spin) ist beim Einzelelektron eine halbe Quanteneinheit, für das magnetische Moment eine volle Einheit anzunehmen Die große Achse der Bahnnormale ist gegeben durch die Hauptquantenzahl n, die kleine Achse durch die Nebenquantenzahl k Bei Atomen mit mehreren Elektronen ist noch die Wechselwirkung der Einzelelektronen zu berücksichtigen, deren Sonderfälle, die RUSSELL-SAUNDERS-Koppelung und die $(j - j)$-Koppelung, einer unmittelbaren Behandlung fähig sind Die Spinresultante ist bei gerader Elektronenzahl 0, 1, 2, , bei ungerader halbzahlig Bei zwei Elektronen ergeben sich Singulett- oder Triplettsysteme, bei größerer Zahl höhere Multiplizitäten Der Unterschied zwischen den beiden Koppelungsarten ist darin zu sehen, daß bei der RUSSELL-SAUNDERS-Koppelung (LS-Koppelung) im wesentlichen Wechselwirkungen zwischen den Elektronenbahnen unter sich auftreten, im anderen Falle ist hauptsächlich die Wirkung zwischen Bahn und Spin des Einzelelektrons maßgebend

Der LANDÉsche Anomaliefaktor g ergibt sich dann als Summe des für den normalen Zustand berechneten magnetischen Momentes und des zeitlichen Mittels der in die Richtung von J fallenden Spinkomponenten Für allgemeine Koppelungsfälle ergeben sich für g keine rationalen Werte, ferner ist zu beachten, daß der Grad der Koppelung innerhalb einer Serie sich ändern kann und daß somit die PRESTONsche Regel keine allgemeine Gültigkeit beanspruchen kann[3]

Unter Zugrundelegung der bereits definierten Quantenzahlen J und K ist von LANDÉ die Tabelle 8 (s f S) berechnet worden

Für die Linie Sc I $\lambda = 3996{,}61^2\,(D_2 D_3')$ mit $J = 2$, $J = 3$, $g = \frac{4}{5}$, $g = \frac{6}{5}$ ergibt sich das Schema (siehe Tab 8)

$$
\begin{array}{llllll}
{}^2D_3 & \frac{-15}{5} \quad \frac{-9}{5} \quad \frac{-3}{5} \quad \frac{+3}{5} \quad \frac{+9}{5} \quad \frac{+15}{5} \\
 & \searrow \ \downarrow \swarrow\!\searrow \ \downarrow \swarrow\!\searrow \ \downarrow \swarrow\!\searrow \ \downarrow \ \swarrow \\
{}^2D_2 & \qquad \frac{-6}{5} \quad \frac{-2}{5} \quad \frac{+2}{5} \quad \frac{+6}{5}
\end{array}
$$

$$\frac{-9}{5} \quad \frac{-7}{5} \quad \frac{-5}{5} \quad \frac{-3}{5} \quad \frac{-1}{5} \quad \frac{+1}{5} \quad \frac{+3}{5} \quad \frac{+5}{5} \quad \frac{+7}{5} \quad \frac{+9}{5} = \pm \frac{(1,\ 3)\ 5\ 7\ 9}{5}$$

Daher

berechn	**1,80**	1,40	1,00	(0,60)	**(0,20)**	(0,60)	1,00	1,40	**1,80**
beob	**1,79**	1,40	1,00	(0,62)	**(0,19)**	(0,56)	0,98	1,40	1,76

Ähnlich gut sind auch die Übereinstimmungen bei anderen Beobachtungen, jedoch zeigt sich, daß bei höheren Atomnummern und bei höher liegenden Termniveaus immerhin beträchtliche Differenzen vorkommen können, die aber durch die schon erwähnte mögliche Änderung des Koppelungsgrades erklärt werden können[4]

---

[1] W HEISENBERG, Z f Phys 32, S 841 (1925), W PAULI, ebenda 20, S 371 (1924), 31, S 373 u 765 (1925)

[2] Physica 5, S 266 (1925), Z f Phys 35, S 618 (1926), Nature 117, S 264 (1926)

[3] Für die Entwicklung der Theorie H A LORENTZ, Die Theorie des Zeemaneffektes Handb der Radiologie VI Leipzig 1924, E BUCHWALD, Das Korrespondenzprinzip Braunschweig 1924, M BORN, Vorlesungen über Atomdynamik Berlin 1925, W PAULI, Quantentheorie Handb der Physik XXIII (1926)

[4] S GOUDSMIT, J v D MARK u P ZEEMAN, Versl Akad Amsterdam 33, S 10 (1925), W F MEGGERS u C C KIESS, J Amer Opt Soc 12 (1926)

Tabelle 8 Aufspaltungsfaktoren g

K \ J	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{11}{2}$	$\frac{13}{2}$	$\frac{15}{2}$	1	2	3	4	5	6	7	8
$\Delta\nu$	=	1	2	3	4	5	6	7	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{11}{2}$	$\frac{13}{2}$	$\frac{15}{2}$	
	Singuletts $R = \frac{1}{2}$								Dubletts $R = \frac{2}{2}$							
$\frac{1}{2}$	$\frac{0}{0}$								2							
$\frac{3}{2}$		1							$\frac{2}{3}$	$\frac{4}{3}$						
$\frac{5}{2}$			1							$\frac{4}{5}$	$\frac{5}{6}$					
$\frac{7}{2}$				1							$\frac{6}{7}$	$\frac{8}{7}$				
$\frac{9}{2}$					1							$\frac{8}{9}$	$\frac{10}{9}$			
	Tripletts $R = \frac{3}{2}$								Quartetts $R = \frac{4}{2}$							
$\frac{1}{2}$		2								2						
$\frac{3}{2}$	$\frac{0}{0}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$						$\frac{8}{3}$	$\frac{26}{15}$	$\frac{8}{5}$					
$\frac{5}{2}$		$\frac{1}{2}$	$\frac{7}{6}$	$\frac{4}{3}$					0	$\frac{6}{5}$	$\frac{48}{35}$	$\frac{10}{7}$				
$\frac{7}{2}$			$\frac{2}{3}$	$\frac{13}{12}$	$\frac{5}{4}$					$\frac{2}{5}$	$\frac{36}{35}$	$\frac{78}{63}$	$\frac{4}{3}$			
$\frac{9}{2}$				$\frac{3}{4}$	$\frac{21}{20}$	$\frac{6}{5}$					$\frac{4}{7}$	$\frac{62}{63}$	$\frac{116}{99}$	$\frac{14}{11}$		
	Quintetts $R = \frac{5}{2}$								Sextetts $R = \frac{6}{2}$							
$\frac{1}{2}$			2								2					
$\frac{3}{2}$		$\frac{5}{2}$	$\frac{11}{6}$	$\frac{5}{3}$						$\frac{12}{5}$	$\frac{66}{35}$	$\frac{12}{7}$				
$\frac{5}{2}$	0	$\frac{5}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$				$\frac{10}{3}$	$\frac{28}{15}$	$\frac{58}{35}$	$\frac{100}{63}$	$\frac{14}{9}$			
$\frac{7}{2}$		0	1	$\frac{5}{4}$	$\frac{27}{20}$	$\frac{7}{5}$			$-\frac{2}{3}$	$\frac{16}{15}$	$\frac{46}{35}$	$\frac{88}{63}$	$\frac{142}{99}$	$\frac{16}{11}$		
$\frac{9}{2}$			$\frac{1}{3}$	$\frac{11}{12}$	$\frac{23}{20}$	$\frac{19}{15}$	$\frac{4}{3}$			0	$\frac{6}{7}$	$\frac{8}{7}$	$\frac{14}{11}$	$\frac{192}{143}$	$\frac{18}{13}$	
	Septetts $R = \frac{7}{2}$								Oktetts $R = \frac{8}{2}$							
$\frac{1}{2}$				2								2				
$\frac{3}{2}$			$\frac{7}{3}$	$\frac{23}{12}$	$\frac{7}{4}$						$\frac{16}{7}$	$\frac{122}{63}$	$\frac{16}{9}$			
$\frac{5}{2}$		3	2	$\frac{7}{4}$	$\frac{33}{20}$	$\frac{8}{5}$				$\frac{14}{5}$	$\frac{72}{35}$	$\frac{38}{21}$	$\frac{56}{33}$	$\frac{18}{11}$		
$\frac{7}{2}$	$\frac{0}{0}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$		4	2	$\frac{12}{7}$	$\frac{34}{21}$	$\frac{52}{33}$	$\frac{222}{143}$	$\frac{20}{13}$	
$\frac{9}{2}$		$-\frac{1}{2}$	$\frac{5}{6}$	$\frac{7}{6}$	$\frac{13}{10}$	$\frac{41}{30}$	$\frac{59}{42}$	$\frac{10}{7}$	$-\frac{4}{3}$	$\frac{14}{15}$	$\frac{44}{35}$	$\frac{86}{63}$	$\frac{140}{99}$	$\frac{206}{143}$	$\frac{284}{195}$	$\frac{22}{15}$
K / J	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{11}{2}$	$\frac{13}{2}$	$\frac{15}{2}$	1	2	3	4	5	6	7	8
$\Delta\nu$	=	1	2	3	4	5	6	7	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{11}{2}$	$\frac{13}{2}$	$\frac{15}{2}$	

Nach der Regel von BURGER und DORGELO[1] sind auch für die zusammengesetzten Multipletts Angaben über die Intensitäten möglich Schreibt man

[1] H B DORGELO, Inaug-Diss Utrecht 1924, H C BURGER u H B DORGELO, Z f Phys 23, S 258 (1924), S ORNSTEIN u H C BURGER, ebenda 28, S 135 (1924), 29, S 241 (1924), 31, S 355 (1925)

die Werte $J/2RK$ eines jeden zu kombinierenden Terms an den oberen und rechten Rand eines Schemas hin, wie es (nach LANDÉ) für Kombinationen der drei Quartett-𝔭-Terme mit den vier Quartett-𝔡-Termen geschehen ist, so ist für die nach der Auswahlregel verbotenen Kombinationen die Intensität 0 zu setzen, für die erlaubten Kombinationen, bei denen der Sprung von K dem von J entgegengesetzt ist, 1 ($2RK$ $2R'K'$), für die übrigen aber ist dann die Summe übereinanderstehender Intensitätswerte gleich dem zugehörigen oberen Rahmenwert Gleichzeitig sollen die horizontalen Summen den links stehenden Rahmenwert ergeben Die so erhaltenen Zahlen geben Relativwerte der Intensitäten

$J/2RK$	1/10	2/10	3/10	4/10	
1/6	5/60	5/60	0	0	n^4_{21}
2/6	1/60	6/60	13/60	0	n^4_{22}
3/6	0	1/60	5/60	24/60	n^4_{23}
	n^4_{31}	n^4_{32}	n^4_{33}	n^4_{34}	$n'_{kj'}$

Unter Zugrundelegung dieser Daten ergibt sich dann bei Anwendung des Korrespondenzprinzips für die Aufspaltungsterme das Intensitätsverhältnis der π- und σ-Komponenten, wenn man mit Θ den Winkel zwischen der Kraftlinienrichtung und dem Vektor des resultierenden Impulsmomentes bezeichnet[1]

$$\sigma_+ \quad \pi_0 \quad \sigma_- = \tfrac{1}{4}(1+\cos\Theta)^2 \quad \sin^2\Theta \quad \tfrac{1}{4}(1-\cos\Theta)^2 \quad \text{für} \quad J_a - J_e = \pm 1,$$

$$\sigma_+ \quad \pi_0 \quad \sigma_- = \tfrac{1}{4}(\sin^2\Theta) \quad \cos^2\Theta \quad \tfrac{1}{4}\sin^2\Theta \quad \text{für} \quad J_a - J_e = 0$$

Die Regeln, die in erster Näherung Gleichheit der Intensität der symmetrisch zu der zu beeinflussenden Linie liegenden Komponenten verlangen, ferner für den Quereffekt Gleichheit der Intensitätssummen für die π-Komponenten einerseits und die σ-Komponenten andererseits, sind noch verschiedentlich erweitert worden[2]

Eine strenge quantitative Darstellung ist bisher nicht erzielt worden, doch kann die Übereinstimmung der Versuchsergebnisse mit der Theorie als befriedigend betrachtet werden[3], die bei älteren Arbeiten noch vorliegenden Abweichungen sind auf unzureichende Berücksichtigung der Koppelungsverhältnisse zurückzuführen[4]

25 PASCHEN-BACK-Effekt Die Zerlegungskomponenten sollten nach der einfachen Theorie stets Abstände von der Ausgangslage zeigen, die der Feldstärke proportional sind Bei starken Feldern treten aber neue Erscheinungen auf, die auf eine Beeinflussung durch die Nachbarlinien schließen lassen Selbst bei kompliziertem Bau der unbeeinflußten Emissionslinien ergibt sich schließlich ein Verhalten, als ob die ursprüngliche Linie einfach wäre, d h es ergibt sich bei genügender Stärke der Felder, die freilich in der Praxis nicht immer erreicht werden kann, der normale Zerlegungstyp Ein Einfluß serienfremder Linien ist dabei nicht vorhanden Für die verschiedenen Terme ist die zur Erreichung des normalen Verhaltens notwendige Feldstärke verschieden, und es treten somit auch Übergangserscheinungen auf (partieller PASCHEN-BACK-Effekt)

Bei dieser „Normalisierung" des ZEEMAN-Effektes ist ein Zusammenfließen der einzelnen Zerlegungskomponenten, eine Änderung der Intensitäten und sogar

[1] A SOMMERFELD u W HEISENBERG, Z f Phys 11, S 131 (1922)

[2] H HÖNL, Z f Phys 31, S 340 (1925), Ann d Phys 79, S 273 (1926), H N RUSSELL, Proc Nat Amer Acad 11, S 314 (1925), Nature 115, S 835 (1925)

[3] I TAMM, Z f Phys 34, S 59 (1925), W C VAN GEEL, ebenda 33, S 836 (1925)

[4] J B GREEN u R A LORING, Phys Rev 43, S 459 (1933), C J BAKKER, Proc Ac Amsterdam 35, S 82 (1932)

ein Verschwinden einzelner Komponenten zu beobachten, wie es Abb 45 schematisch fur die Aufspaltung der D-Linien des Natriums zeigt

Eine theoretische Behandlung des genannten Effektes ist von W VOIGT durchgefuhrt worden In der vereinfachten SOMMERFELDschen Darstellung[1] ist die Termaufspaltung des Dubletts gegeben durch

$$\nu = \nu_s + o\,m - \frac{\omega}{4K} \pm \frac{1}{2}\sqrt{o^2 + 2\frac{m}{K}o\,\omega + \omega^2},$$

wobei ν_s den Schwerpunkt zwischen den Termschwingungszahlen, K die azimutale Quantenzahl, o die LARMOR-Prazession und ω den feldlosen Dublettabstand bedeutet Fur die Sonderfalle $o \ll \omega$ (ZEEMAN-Effekt) und $o \gg \omega$ (PASCHEN-BACK-Effekt) folgen somit Ausdrucke von der Form

$$\nu = \nu_s + \omega\gamma + o\,m\,g,$$

die erkennen lassen, daß sowohl die Aufspaltungsfaktoren g wie auch die Intervallfaktoren γ sich mit der Feldstarke andern, trotzdem besteht zwischen den g- und γ-Werten fur schwache und starke Felder eine Beziehung, die als Permanenzgesetz der g- und γ-Summen bezeichnet wird[2] Hiermit steht in engstem Zusammenhang der Schwerpunktssatz

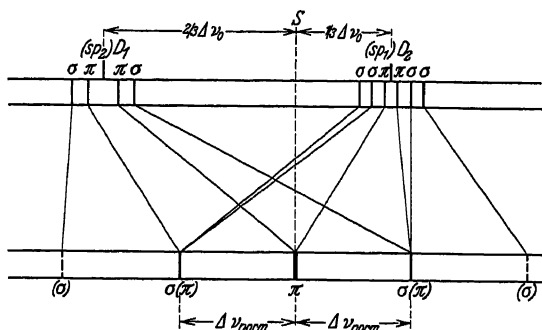



Abb 45 Normalisierung des ZEEMAN-Effektes fur die D-Linien

Zahlt man jeden magnetischen Aufspaltungsterm des Termmultipletts mit dem Gewicht 1, so bleibt der Schwerpunkt ν_s des ganzen Termmultipletts bei der magnetischen Aufspaltung seiner Einzelterme bei jeder Feldstarke erhalten

Beispiele fur den PASCHEN-BACK-Effekt sind mehrfach bekannt geworden und bestatigen in den Grundtatsachen die Folgerungen der Theorie[3], fur die Erweiterungen ist der Nachweis experimentell noch nicht in vollem Umfange gelungen

Die beobachteten Abweichungen lassen sich aber zum Teil auch durch systematische Fehler der Apparatur oder der Meßverfahren erklaren Jedenfalls werden, worauf schon ZEEMAN hingewiesen hat, Intensitat und Polarisation der Schwingungen durch Gitter (und Spalte) wesentlich beeinflußt, weshalb Maßnahmen getroffen werden sollten, die diese Unsicherheiten ausschließen, nach einem Vorschlage von ZEEMAN lassen sich die Einflusse verringern, wenn man durch Vorschalten geeigneter Quarzplatten vor den Spalt des Spektrographen dafur sorgt, daß beide Schwingungen unter gleichem Winkel mit den Spaltrichtungen und Gitterstrichen auftreffen

26 ZEEMAN-Effekt an Bandenspektren Nach anfanglichen Mißerfolgen gelang es DUFOUR[4], die magnetische Beeinflußbarkeit der Emissionsbanden von Haloidverbindungen nachzuweisen (CaF_2, SrF_2, BaF_2, SiF_2, Chloride von Ca,

[1] A SOMMERFELD, Gott Nachr März 1914, Z f Phys 8, S 257 (1922), C RUNGE, Ann d Phys 76, S 266 (1925), A LANDÉ, Z f Phys 19, S 112 (1923)

[2] W PAULI, Z f Phys 16, S 155 (1923), 20, S 371 (1923)

[3] KENT, Ap J 40, S 343 (1914), POPOW, Phys Z 15, S 756 (1919), WOOD u KIMURA, Ap J 46, S 181 u 197 (1917), FORSTERLING u HANSEN, Z f Phys 18, S 26 (1923), P SKAPITZA u B SKINNER, Nature 114, S 273 (1924)

[4] J de Phys (4) 8, S 237 (1908)

Sr, Ba) Freilich war es noch nicht moglich, die Wirkungen an den einzelnen Linien zu beobachten, doch zeigten die Bandenkanten deutliche Verschiebungen in der Art des normalen Typus sowohl beim longitudinalen wie beim transversalen Effekt, wenn auch die Polarisationserscheinungen teilweise wenig ausgepragt waren oder ganz fehlten Überhaupt ist das Verhalten der Banden und der Bandenlinien, deren Zerlegung von FORTRAT[1] und von DESLANDRES[2] naher untersucht worden ist, recht verschieden es gibt ebensowohl Linien, die in polarisierte Komponenten zerlegt werden, als auch solche, die die erwahnten einfachen Verschiebungen aufweisen, die sich aber als Dubletts erweisen Die Vereinfachung der Linien von Dubletts und Tripletts im Magnetfelde entspricht dem bei Linienspektren bekannten PASCHEN-BACK-Effekt Der Nachweis durchgehends gultiger Gesetzmaßigkeiten wie bei den Serienlinien ist bisher noch nicht gelungen[3]

Den umgekehrten Effekt, namlich die Zerlegung der Absorptionsbanden flussiger oder fester Korper, kann man nur beobachten, wenn die Scharfe der Linien durch starke Abkuhlung vergroßert worden ist, wie dies von J BECQUEREL gefunden worden ist[4] Besonders geeignet sind Kristalle von Verbindungen der seltenen Erden Die Erscheinungen werden noch dadurch kompliziert, daß der Einfluß der Kristallorientierung sich auswirkt

Die Ergebnisse von H DU BOIS und ELIAS[5] an Rubin und anderen Kristallen bestatigen diejenigen BECQUERELS hinsichtlich der Zerlegungstypen, stehen aber hinsichtlich der Temperaturabhangigkeit des Effektes insofern im Widerspruch, als nach ersteren die Große der Aufspaltung mit der Temperatur zunimmt, nach BECQUEREL aber abnimmt

27 ZEEMAN-Effekt in den Spektren der Sonnenfecke Aus den HALEschen Aufnahmen der Sonnenoberflache im Lichte einer Spektrallinie laßt sich erkennen, daß auf der Sonne in der Umgebung der Flecken lebhafte Wirbelbewegungen auftreten, die durch diese Wirbel hervorgerufenen magnetischen Felder erzeugen eine Veranderung der Absorptionslinien in der Nahe der Sonnenflecke, die schon 1866 von NORMAN LOCKYER andeutungsweise beobachtet worden ist[6] Eine genauere Untersuchung mit Instrumenten starkerer Dispersion hat gezeigt, daß viele im Sonnenspektrum einfache Linien im Fleckenspektrum als Doppellinien erscheinen Die erste Deutung solcher als Wirkung reiner Absorption (Umkehr) ist aber nicht mehr zulassig, da HALE[7] gezeigt hat, daß die Komponenten der zerlegten Linie polarisiert sind, und zwar annahernd entgegengesetzt zirkular, so daß sie dem longitudinalen ZEEMAN-Effekt entsprechen Es konnte sogar fur die Eisenlinien 6213,14, 6301,72, 6302,71, 6337,05 eine vollstandige Proportionalitat der im Fleckenspektrum beobachteten Abstande der Komponenten und der im Laboratorium gefundenen Zerlegungen im magnetischen Feld festgestellt werden Die geringere Übereinstimmung bei Titan, Chrom, Natrium und Magnesium kann durch die mit der Hohe abnehmende Intensitat des Magnetfeldes und die Verteilung dieser Elemente in der Sonnenatmosphare erklart werden

Wichtig ist, daß bei Beobachtungen in Richtungen, die zur Kraftlinienrichtung geneigt sind, neben dem longitudinalen Effekt auch der transversale auftreten kann und daß dann aus dem Intensitatsverhaltnis der beiden Effekten

---

[1] Recherches magnéto-optiques Paris 1914
[2] H DESLANDRES u V BURSON, C R 157, S 15 (1913)
[3] E GEHRCKE u E LAU, Sitzber Berl Akad 1922, S 453, 1923, S 242
[4] C R 142—152 (1906—1910)
[5] Ann d Phys 27, S 233 (1908), 35, S 617 (1911), H DU BOIS, Phys Z 13, S 128 (1912)
[6] Proc Roy Soc 15, S 256 (1866) [7] Mt Wilson Contr 1908 Nr 30

zugeordneten Komponenten auf die Richtung, aus der Große der Abstande aber auf die Starke des Feldes geschlossen werden kann So hat sich ergeben, daß in den Flecken die magnetische Feldstarke im allgemeinen von der Mitte nach den Randern hin stark abnimmt, daß aber auch in den von Flecken freien Teilen der Sonnenoberflache immer noch eine Feldstarke von etwa 50 Gauß fur die vertikale Intensitat anzunehmen ist Das durch solche Beobachtungen ermittelte Verhalten der Sonnenflecke, das in der Periode von 1908 bis 1925 an rund 2200 Flecken untersucht wurde, zeigte, daß bei einigen bei Vorsetzen einer Viertelwellenlangenplatte und eines Nikols bestimmter Orientierung nur die Rotkomponente, bei anderen nur die Violettkomponente durchgelassen wurde und somit eine Einteilung in Flecken verschiedener „Polaritat" moglich ist Fur sehr schwache Flecken ist fur die Beobachtung eine vor dem Spalt angeordnete Halbwellenlangenplatte benutzt worden Der Winkel der Kraftlinien gegen die Sonnenoberflache, der fur die Mitte der Flecken etwa 90° betragt, nimmt auf 0° in der Nahe der Grenze der Penumbra ab Zu unterscheiden sind drei Arten von Flecken, namlich unipolare, bipolare und multipolare Überwiegend sind die bipolaren Flecke, d h solche, die aus zwei Flecken entgegengesetzter Polaritat bestehen, wobei ihre Verbindungslinie einen kleinen Winkel mit dem Sonnenaquator bildet Die Polaritaten in der nordlichen und sudlichen Halbkugel sind verschieden und bleiben wahrend einer $11^1/_2$jahrigen Periode erhalten, kehren sich aber mit der Erneuerung ihrer Aktivitat in hohen Breiten um, wie dies Abb 46 und 47 andeuten[1]

Abb 46 Gesetz der Polaritaten der Sonnenflecke

Abb 47 Polaritäten der Sonnenflecke in einer $11\frac{1}{2}$-jahrigen Periode

28. STARK-Effekt Allgemeines Es ist vom Standpunkte der elektromagnetischen Lichttheorie zu erwarten gewesen, daß ein dem ZEEMAN-Effekt vergleichbarer elektrischer Effekt bei der Emission zu beobachten sein mußte Die verhaltnismaßig lange Zeit, die notwendig war, um die elektrische Zerlegung zu finden, erklart sich daraus, daß die Beobachtungsbedingungen fur beide Effekte grundsatzliche Unterschiede aufweisen Eine beobachtbare magnetische Zerlegung erfordert sehr starke Felder und selbst bei diesen noch Spektralapparate von hochstem Auflosungsvermogen, weil die großten normalerweise erreichbaren Aufspaltungen sich in der Großenordnung von etwa 2 A bewegen Eine wesentlich starkere Aufspaltung erscheint nach dem heutigen Stande der Technik unwahrscheinlich, da die Schwierigkeiten bei Erzeugung starkerer Felder zu groß werden[2] Demgemaß bietet die Untersuchung des ZEEMAN-Effekts nur

[1] G E HALE u S B NICHOLSON, Mt Wilson Contr 1919, Nr 165, 1925, Nr 300, S ROSSELAND, ebenda 1925, Nr 302

[2] H DU BOIS, Z f Instrk 1911, S 362, P WEISS, C R 156, S 1970 (1913), H BOAS u Th PEDERZANI, Z f Phys 19, S 351 (1923), A COTTON, Rev gén Sc 25, S 626 u 665 (1914)

Aussichten, wenn starke Lichtquellen benutzt werden, die aber bei der elektrischen Beeinflussung ungunstig sind Die bei den meisten Lichtquellen auftretende Ionisierung und die durch sie bedingte Leitfahigkeit schließt die Anwendung des einfachen Kondensatorprinzips zur Erzeugung des Starkeffekts aus und laßt nur den Ausweg ubrig, das naturlich vorhandene elektrische Feld zu benutzen In den meisten Fallen ist das Feld ziemlich schwach und auch die Intensitat laßt sich nicht beliebig steigern, so daß man zur Verwendung von Apparaten mit geringer Dispersion gezwungen ist, die aber auch meist ausreichend sind, weil die elektrische Zerlegung erheblich starkere Aufspaltungen ergibt

Abb 48 STARKsche Anordnung zur Beobachtung des elektrischen Effektes

Zur Beobachtung des Effektes sind nahezu gleichzeitig zwei Anordnungen gefunden worden, namlich die von J STARK[1] und diejenige von Lo SURDO[2] Die STARKsche Rohre, die in Abb 48 wiedergegeben ist, enthalt die scheibenformige Anode A und ihr gegenuber die durchlocherte Kathode K, hinter der die Spannungselektrode F in geringem Abstand (1 bis 2 mm) angeordnet ist Die mit dieser angeschaltete Hilfsspannung ist unabhangig von dem Entladungsstrom und darf erst hinzugefugt werden, wenn die Lange des Kathodendunkelraums hinreichend groß ist

Beobachtet wird das Kanalstrahlenspektrum in dem engen Raum zwischen Kathode und Spannungselektrode, die auf die Spannungselektrode auftreffenden Kanalstrahlen zerstauben das Elektrodenmaterial und erzeugen so auch Emission der starkeren Linien der Elemente, mit denen die Spannungselektrode bedeckt ist

Die Bestimmung der Feldstarke erfolgt durch Anlegen eines Spannungsmessers an die Elektrode F (die Kathode ist geerdet) und Berechnung der Feldstarke aus dem peinlich genau einzuhaltenden Abstand der das Feld begrenzenden Platten Das Feld ist zwar niemals uber die ganze Lange homogen, doch bietet dies den Vorteil, daß die elektrisch beeinflußten Linien einwandfrei von Geistern zu unterscheiden sind Die Grundform der Zerlegung nach STARK zeigt Abb 49

Abb 49 Zerlegungsart fur den elektrischen Effekt

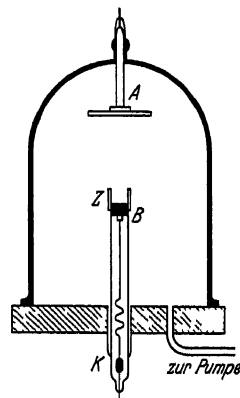



Abb 50 Anordnung nach Lo SURDO zur Beobachtung des elektrischen Effektes

Bei der Lo SURDOschen, von ANDERSON verbesserten Methode befinden sich Anode A (Abb 50) und Kathode K in einem weiten Zylinder, uber die Eisenkathode E ist ein Zylinder Z aus geschmolzenem Quarz gesetzt, der einen seitlichen Schlitz von 1 mm Weite hat Bei starker Belastung entsteht vor der mit dem zu untersuchenden Korper bedeckten Kathode ein hinreichend starkes Feld, um eine deutliche Zerlegung erzeugen zu konnen Die Feldstarke nimmt nach ANDERSON linear ab, wenn, wie BROSE nachgewiesen hat[3], die Lange des Dunkel-

[1] Elektrische Spektralanalyse chemischer Atome Leipzig 1914
[2] ANDERSON, Ap J 46, S 104 (1917), siehe auch W STEUBING, Phys Z 31, S 350 (1930), Ann d Phys (5) 10, S 296 (1931)
[3] Ann d Phys 58, S 731 (1919)

raumes groß ist, bei geringen Längen des Dunkelraumes erfolgt schnellere Abnahme[1]

Die Bestimmung der Feldstärke stößt bei dieser Methode auf große Schwierigkeiten, zumal bei inhomogenen Feldern, wie sie hier vorliegen, auch der Winkel zwischen Feldrichtung und Ausstrahlungsrichtung nicht unmittelbar festzulegen ist, ferner ist noch die Eigenbewegung der Kanalstrahlen zu beachten, die durch DOPPLER-Effekt eine Linienverbreiterung oder Verschiebung ergeben, sowie den Polarisationszustand merklich ändern kann Theoretisch ergibt sich aus dem Ausdruck für die Energie einer ausgezeichneten Quantenbahn

$$E = E_0 + \frac{3 R_0 h}{8\pi^2 m e} n(n_\xi - n_\eta)$$

(E_0 = Energie der KEPLER-Ellipse ohne elektrisches Feld, n_k = Quantenzahlen), für die Frequenzen

$$\nu = \nu_0 - \frac{3 R_0 h}{8\pi^2 m e} [n''(n''_\xi - n''_\eta) - n'(n'_\xi - n'_\eta)],$$

wobei sich die n'' auf die Anfangsbahn, die n' auf die Endbahn beziehen

Jede Linie zerfällt also im elektrischen Feld in eine Reihe von Linien, deren Abstand ein ganzzahliges Vielfaches von $\frac{3 R_0 h}{8\pi^2 m e}$ ist Für die Polarisationszustände sind die azimutalen Quantenzahlen k maßgebend Für $\Delta k = 0$ ist die elektrische Schwingung parallel zum äußeren elektrischen Feld polarisiert (p-Komponenten), für $\Delta k = \pm 1$ treten aber keine zirkular polarisierten Komponenten auf, sondern unpolarisierte Bei Beobachtung senkrecht zur Richtung des äußeren Feldes treten die s-Komponenten auf, deren elektrischer Vektor senkrecht zum äußeren Feld ist[2]

Für die p- und s-Komponenten der zur Feldbestimmung benutzten Wasserstofflinien $H\beta$ und $H\gamma$ gibt STARK in Abhängigkeit von der Feldstärke folgende Beziehungen

$$p\text{-Komponenten}\quad \Delta\lambda(H\beta) = 3{,}0 \cdot 10^{-4}\,\text{Å/Volt} \times \text{cm}^{-1},$$
$$\Delta\lambda(H\gamma) = 4{,}6\quad 10^{-4}\,\text{Å/Volt} \times \text{cm}^{-1},$$
$$s\text{-Komponenten}\quad \Delta\lambda(H\beta) = 1{,}5 \cdot 10^{-4}\,\text{Å/Volt} \times \text{cm}^{-1},$$
$$\Delta\lambda(H\gamma) = 3{,}2\quad 10^{-4}\,\text{Å/Volt} \times \text{cm}^{-1}$$

Es ist zu bemerken, daß die Proportionalität der Aufspaltungen mit der Feldstärke nur bis zu gewissen Grenzen der Feldstärke gewahrt bleibt Allgemein wäre zu setzen[3]

$$\Delta\nu = \pm aF - bF^2 \pm cF^3 \quad ,$$

so daß je nach der Feldstärke Effekte erster, zweiter und höherer Ordnung auftreten können, die naturgemäß nur beobachtbar sein können, wenn die erzielten Zerlegungen groß genug sind, um die Effekte höherer Ordnung über die Fehlergrenze treten zu lassen Dies erfordert die Anwendung möglichst hoher Feldstärken, die jetzt bis zu etwa 1,2 Mill Volt/cm getrieben werden konnten Erst bei Feststellung der höheren Effekte ist eine Entscheidung über die Zulässigkeit der SCHRÖDINGERschen Theorie möglich

---

[1] YOSHIDA, Mem Coll of Science, Kyoto 3, Nr 7, S 183 (1918)

[2] J ST FOSTER, Proc Roy Soc 117 (1927), Phys Rev 23, S 667 (1924), Proc Roy Soc 114, S 47 (1926), s auch J STARK, Handb der Experimentalphysik XXI Leipzig 1927

[3] M KIUTI, Z f Phys 57, S 658 (1929), A WOLF, Z f Phys 61, S 619 (1930), R GEBAUER u RAUSCH VON TRAUBENBERG, Z f Phys 62, S 289 (1930), C LANCZOS, Z f Phys 62, S 518 (1930), R LADENBURG, Phys Z 30, S 369 (1929)

Bezuglich der Intensitat der verschobenen Emissionslinien ist noch die STARKsche Feststellung wichtig, nach der die Intensitat der nach Rot verschobenen Linien in Richtung des Feldes kleiner ist als gegen die Feldrichtung, wahrend umgekehrt bei den nach Violett verschobenen H-Serienlinien und denen des Para- und Ortho-Heliums die Intensitat in Richtung des Feldes großer ist (Axialitat der Lichtemission) Dabei ist die Intensitatsdissymmetrie fur die bewegten Elektronen großer als fur die ruhenden, ferner hangt sie von der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen und somit von der Starke des Feldes ab Zur Begrundung dieser Erscheinungen geht STARK auf die Einwirkung der Eigenschwankungen der Elektronen zuruck, Frequenzanderung und Vorzeichen der Richtung einer Eigenschwankung sind zugeordnet, und der Mechanismus der Emission kann verknupft werden mit dem richtungsmaßigen Verlauf der Eigenschwankung[1]

29 Der STARK-Effekt bei den Spektren der Elemente Untersucht worden sind in erster Linie Wasserstoff und Helium, daneben auch Stickstoff und Sauerstoff und die meisten Metalle Fur die Zerlegung der Linien der diffusen Nebenserie des Wasserstoffs gilt nach STARK

Tabelle 9 Wasserstoff (28500 Volt cm^{-1}) Beobachtung transversal

Wellenlange	Abstand der Komponenten p	Intensitat	Abstand der Komponenten s	Intensitat
6563,04	+3,42	6	+0,18	8
	−3,15	3		
4861,49	+4,18	10	+2,23	8
	+0,89	1 (ungenau)	+0,89	1 (sehr klein)
	−4,01	7	−2,14	6
4340,66	+6,72	6		
	+1,53	1 (sehr klein)	+4,41	4
	−1,88	1 (sehr klein)	+0,89	4
	−6,23	4	−4,18	2
4101,85	+8,54	3	+6,27	2
	±3,56	1	+1,90	1
	−2,80	1	−2,36	1
	−9,16	2	−6,72	1

Die Angaben zeigen, daß gegenuber der unzerlegten Linie eine schwache Rotverschiebung vorhanden ist, und daß die Zerlegung fur die einzelnen Linien der Serie weder in Hinsicht auf die Komponentenabstande noch bezuglich der Intensitaten einem einfachen Gesetze genugt Die Intensitaten der einzelnen Komponenten sind nicht konstant, sondern eine Funktion der Feldstarke, dagegen ist die Proportionalitat der Abstande und der Feldstarken im ganzen untersuchten Bereich gut gewahrt[2] (von etwa 4000 Volt/cm bis 100000 Volt/cm)

Beim Helium liegen zwei Seriensysteme vor, die dem Orthohelium (He I) und dem Parahelium (He II) zugeordnet werden Wie beim Wasserstoff andert sich die Zerlegung von Glied zu Glied der Serien, hinzu kommt, daß beim Helium eine lineare Abhangigkeit der Abstande von der Feldstarke nicht mehr festgestellt werden konnte teilweise erfolgt das Anwachsen der Abstande langsamer, teilweise erheblich schneller

---

[1] J STARK, Ann d Phys (5) 5, S 607, 665, 685, 710 (1930)

[2] J STARK, Ann d Phys 43, S 965 (1914), 48, S 193 (1915), J STUART FOSTER, Phys Rev 1924, S 667, Ap J 1923, S 229, M KIUTU, Jap J of Phys 4, S 13 (1925), A M MOSHARRAFA, Phil Mag (6) 44, S 371 (1922) Über Verhalten an den Seriengrenzen s J DEWEY, Phys Rev (2) 35, S 1439 (1930)

Auch das Verhalten der einzelnen Serien unterscheidet sich. Bei der diffusen Hauptserie des Orthoheliums erfolgt eine Aufspaltung in unpolarisierte Komponenten, deren Zahl mit aufsteigender Gliednummer wächst, bei der scharfen Hauptserie ist eine Zerlegung in Komponenten nicht beobachtet, dagegen eine Verschiebung der einzelnen Glieder nach dem langwelligen Ende des Spektrums. Wasserstoffähnlichkeit zeigt lediglich die FOWLERsche Heliumserie, über deren Feinzerlegung jedoch noch keine Angaben vorliegen[1].

Die Abweichungen gegenüber dem Wasserstoff sind darauf zurückzuführen, daß beim Helium bereits eine merkliche Mitwirkung des inneren Feldes eintritt[2]. Im Wasserstoffatom erhält das Elektron durch das äußere Feld eine zusätzliche potentielle Energie, und die Termänderung ist proportional der Feldstärke, bei höheren Atomen wird das Leuchtelektron durch die anderen Atomelektronen gestört, und es ergibt sich ein Termdefekt, dessen Größe von dem Verhältnis des äußeren Feldes zu der störenden Zentralkraft abhängt. Mit zunehmender Stärke des Feldes treten ebenso wie beim magnetischen Effekt Vereinfachungen auf (Analogon zum PASCHEN-BACK-Effekt.)

Beim Lithium[3] sind die Komponenten unsymmetrisch zur unzerlegten Linie, und zwar nach kürzeren Wellenlängen verschoben. Der Longitudinaleffekt ist dadurch ausgezeichnet, daß die bei H und He unpolarisierten Komponenten hier nach HOWELL stark polarisiert sein sollen.

Wegen der einzelnen Elemente muß auf die einschlägigen Arbeiten verwiesen werden.

Es beziehen sich auf:

Wasserstoff: F. G. SLACK, Phys Rev (2) 35, S. 1170 (1930); K. SJÖGREN, Naturwiss. 19, S. 640 (1931); D. R. MCRAE, Proc Roy Soc Lond (A) 132, S. 257 (1931); R. GEBAUER u. H. RAUSCH V. TRAUBENBERG, Z f Phys 71, S. 291 (1931); K. SJÖGREN, Z f Phys 77, S. 290 (1932); W. STEUBING, Naturwiss 20, S. 707 (1932).

Helium: G. O. LANGSTROTH, Proc Roy Soc Lond (A) 129, S. 70 (1930); Y. ISHIDA, Scient Papers Inst Phys Chem Res Tokyo 14, S. 49 (1930); K. SJÖGREN, Z f Phys 66, S. 377 (1930).

Sauerstoff: YOSHIDA, Mem Coll Science Kyoto 3, S. 291 (1919); BÖTTCHER u. TÜCZEK, Ann d Phys 61, S. 107 (1920); M. KIUTI, K. OCHIAI, Y. NISHIMURA, Jap Journ Phys 5, S. 139 (1929); Proc Phys-Math Soc Jap (3) 13, S. 65 (1931).

Neon: NYQUIST, Phys Rev 10, S. 226 (1917); Y. ISHIDA, Nature 125, S. 970 (1930); N. RYDE, Z f Phys 71, S. 124 (1931).

Aluminium: R. A. WETZEL, Phys Rev 4, S. 550 (1914); G. WENDT u. R. WETZEL, Ann d Phys 50, S. 432 (1916); Y. ISHIDA u. M. FUKUSHIMA, Scient Papers Inst Phys Chem Res Tokyo 14, S. 123 (1930).

Argon: W. STEUBING, Phys Z 23, S. 427 (1922); TAKAMINE u. KOKUBU, Mem Coll Science Kyoto 3, S. 281 (1919); N. RYDE, Nature 129, S. 758 (1932), Z f Phys 77, S. 515 (1932).

Xenon: H. W. HARKNESS u. J. F. HEARD, Phys Rev (2) 37, S. 1687 (1931).

Kalzium: HOWELL, l. c.; TAKAMINE u. KOKUBU, Mem Coll Science Kyoto 3, S. 175 (1918); STARK u. KIRSCHBAUM, Ann d Phys 43, S. 1031 (1919); M. RITTER, ebenda 59, S. 183 (1919).

Chrom: J. ANDERSON, Ap J 46, S. 104 (1917).

Eisen: TAKAMINE, Ap J 50, S. 23 (1919).

Kobalt, Nickel: TAKAMINE, Ap J 50, S. 23 (1919).

Kupfer: TAKAMINE, l. c.; STARK u. HARDKE, Ann d Phys 58, S. 712 (1919).

Zink: RITTER, l. c.

Molybdän: TAKAMINE, l. c.

Silber: STARK u. HARDKE; TAKAMINE, l. c.

---

[1] J. STARK, Ann d Phys 56, S. 577 (1918); J. KOCH, ebenda 48, S. 98 (1915); G. LIEBERT, ebenda 56, S. 589 u. 610 (1918); H. NYQUIST, Phys Rev 10, S. 226 (1917); G. LANGSTROTH, ebenda (2) 33, S. 1084 (1929); J. STUART FOSTER, Proc Roy Soc Lond (A) 122, S. 599 (1929).

[2] R. LADENBURG, Phys Z 30, S. 369 (1929); FOSTER, J Franklin Inst 209, S. 585 (1930).

[3] J. J. HOWELL, Ap J 44, S. 87 (1916); H. LÜSSEM, Ann d Phys 49, S. 865 (1916).

Chlor, Brom, Jod W STEUBING, l c, L u E BLOCH u P LACROUTE, C R 193, S 232 (1931), KWAN-ICHI-ASAGOE, Scient Pap Inst Phys Chem Res Tokyo 11, S 243 (1929)
Rubidium, Zasium Y T YAO, Z f Phys 77, S 307 (1932)
Gold TAKAMINE, l c

Anzeichen eines inversen Effektes sind bisher nur beim Natrium gefunden worden, bei Bandenspektren sind nur fur Wasserstoff sichere Ergebnisse erhalten worden

Bedeutung in der Astrophysik hat der STARK-Effekt hauptsachlich deswegen, weil er eine der Ursachen ist, die fur die Linienverbreiterung in Betracht kommen konnen Der DOPPLER-Effekt allein genugt nicht, um die mehrfach beobachtete Abhangigkeit der Linienverbreiterung von der Laufzahl des Seriengliedes erklaren zu konnen, und die von STARK und KIRSCHBAUM gefundene Anderung des STARK-Effektes bei den Serien von Wasserstoff, Helium und Lithium konnen als Beweis fur den vorhandenen STARK-Effekt gelten, der auch nach einer einfachen Uberlegung namentlich dann wahrscheinlich ist, wenn starke Ionisierung vorhanden ist Auch die Art der Verbreiterung, die Verschiebung nach Rot oder Violett, deutet auf die Mitwirkung des STARK-Effektes bei der Verbreiterung, doch kann durch Schichtungsvorgange in den Lichtquellen die Verschiebung ausgeschaltet werden[1] Bei den Sternen der Typen O und B 9 ist nach STRUVE die Verbreiterung durch STARK-Effekt als erwiesen zu betrachten Ferner kann das Auftreten verbotener Linien, die im elektrischen Feld als Kombinationslinien entstehen, als Beweis dieses Einflusses angesehen werden

Die von HUMPHREYS und MOHLER[2] untersuchte Druckverschiebung der Linien hat ebenfalls verschiedene Ursachen, zu denen der STARK-Effekt rechnet Allgemein tritt eine Verschiebung nach langeren Wellen hin ein, doch werden Bandenlinien nicht betroffen Untersuchungen von RITTER (l c, S 80, Z 9 v u) sowie von SWAIM[3] zeigten, daß bei Druckverschiebung die allgemeinen Gesetzmaßigkeiten dieselben sind, wie sie beim STARK-Effekt gefunden worden sind

---

[1] O STRUVE, Ap J 69, S 173 (1929), s auch KIMURA u NAKAMURA, Jap J of Phys 2, S 61 (1923)
[2] Ap J 3, S 144 (1896) 4, S 175 (1896)
[3] Ap J 40, S 137 (1914)

Kapitel 2

Das Fernrohr.

Von

ALBERT KÖNIG-Jena

Mit 138 Abbildungen

a) Die Lehre von der Abbildung durch Strahlen

1 Das Brechungsgesetz Schon im Altertum hat man aus den Erscheinungen des Schattens geschlossen, daß sich das Licht in geraden, voneinander unabhängigen Strahlen fortpflanzt Obwohl man es nun bei der Ausbreitung des Lichtes mit Beugungserscheinungen zu tun hat und insbesondere die optische Abbildung als solche anzusehen ist, hat die große Vereinfachung, die die Strahlenhypothese für die mathematische Behandlung bietet, dazu geführt, daß man zunächst die Abbildung vom Standpunkt dieser Hypothese als geometrische Optik behandelt und dann die Ergebnisse auf Grund der Beugungslehre berichtigt und ergänzt

Werden nun Körper von den Strahlen getroffen, so wird von dem Licht ein Teil verschluckt (absorbiert), ein anderer Teil durchgelassen und ein dritter Teil zurückgeworfen (reflektiert) Ist die Oberfläche des Körpers glatt, eine Flüssigkeitsoberfläche oder die polierte Fläche eines festen Körpers, so ist jedem einfallenden Strahl nur ein gebrochener und ein zurückgeworfener Strahl zugeordnet, in die der einfallende Strahl an der Grenzfläche des Körpers gegen das umgebende Mittel gewissermaßen aufgespalten wird Es findet in diesem Falle regelmäßige Reflexion und Brechung statt Indem wir von der später zu behandelnden Erscheinung der Dispersion zunächst absehen, beschränken wir uns auf das Licht einer bestimmten Wellenlänge In diesem Fall gilt nun das folgende einfache Gesetz Bezeichnet man (Abb 1) das im Einfallspunkt J auf dem Oberflächenelement errichtete Lot JN als Einfallslot, die durch den einfallenden Strahl und das Einfallslot bestimmte Ebene als Einfallsebene, die Winkel des einfallenden, reflektierten und gebrochenen Strahles mit dem Einfallslot als Einfallswinkel i, Reflexionswinkel i'_r und Brechungswinkel i' und rechnet das Vorzeichen der Winkel einheitlich, so liegen der reflektierte und der gebrochene Strahl in der Einfallsebene, und es gilt für die Brechung bzw die Spiegelung

Abb 1
Zum Brechungsgesetz

$$n \sin i' = \sin i\,, \qquad i'_r = -i \tag{1}$$

Ist das umgebende Mittel der leere Raum, so ist n eine den Körper kennzeichnende Größe, Brechzahl (Brechungsindex, Brechungsexponent, Brechungsquotient) Die Spiegelung kann man als Sonderfall der Brechung mit der

Brechzahl $n = -1$ ansehen. Wird ein Strahl bei senkrechtem Einfall in sich zurückgeworfen ($i = 0$), so durchläuft er seinen Weg rückwärts, und für den Austritt aus dem Körper gilt $\sin i' = n \sin i$. Für den allgemeinen Fall des Übergangs von einem Mittel mit der Brechzahl n in ein anderes mit der Brechzahl n' gilt die Formel

$$n \sin i = n' \sin i' \tag{2}$$

Die Brechzahlen werden gewöhnlich auf Luft bezogen angegeben, da die Brechzahl der Luft bei Atmosphärendruck und einer Temperatur von 0° gemessen $n_L = 1{,}00029$ ist, ist mit der Brechzahl für Luft n_L zu multiplizieren, um die Brechzahl, bezogen auf den leeren Raum, zu erhalten. Die Formel (2) gilt daher auch, wenn für n und n' die auf Luft bezogenen Brechzahlen eingesetzt werden.

Zu jedem Strahl in dem niedriger brechenden Mittel gibt es einen gebrochenen Strahl, die Ablenkung wächst bei zunehmendem Einfallswinkel immer schneller. Die sämtlichen einfallenden Strahlen innerhalb eines Büschels von 180° Öffnung werden in dem höher brechenden Mittel auf einen kleineren Winkel zusammengedrängt (Abb. 2). Ist $n' > n$, so ist der größte Winkel i'^* durch $\sin i'^* = n : n'$ gegeben, fällt ein Strahl unter größerem Winkel i' ein, so gibt es keinen gebrochenen Strahl, sondern nur einen total reflektierten Strahl, der das ganze Licht des einfallenden Strahles mit sich führt. Den Winkel i'^* nennt man den Grenzwinkel der Totalreflexion. Er ist für Wasser ($n = 1{,}33$) $= 48°{,}7$, für Glas (z. B. $n = 1{,}5$ bzw. $1{,}6$) $= 41°{,}8$ bzw. $38°{,}7$.

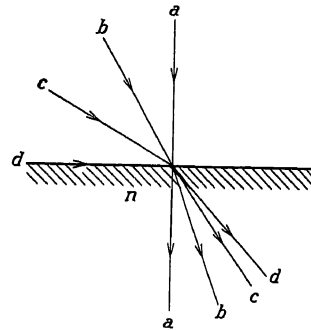



Abb. 2. Die Brechung für verschiedene Einfallswinkel.

Aus dem Brechungsgesetz folgen einige Hilfssätze, die in manchen Fällen von Vorteil sind. Ist z. B. ein Leitstrahl gegeben und durch diesen die Einfallsebene festgelegt, so kann man die Richtung eines weiteren Strahles durch seinen Winkel ϑ mit der Einfallsebene des Leitstrahls und dem Winkel i_p seiner Projektion in diese mit dem Einfallslot festlegen, für den Winkel ϑ gilt dann wieder das Brechungsgesetz, für den Winkel i_p aber nur, wenn man als Brechzahl statt n und n' die Brechzahlen $n \cos\vartheta$ und $n' \cos\vartheta'$ benutzt.

2. Das brechende Prisma und die Planplatte. Es soll nun kurz der Durchgang des Lichtes durch ein Prisma (Abb. 3), d. h. durch zwei aufeinanderfolgende und zueinander geneigte brechende Ebenen behandelt werden, wenn das erste und letzte Mittel Luft ist. Die Schnittgerade der Ebenen heißt die Prismenkante K, ihr Winkel α der brechende Winkel, die Ebene senkrecht zur Kante, die durch die Einfallslote N zum Strahl geht, der Hauptschnitt. Durch zweimalige Anwendung des Brechungsgesetzes findet man für den Durchgang eines Strahles im Hauptschnitt

$$\sin i_2' = \sin i_1 \cos\alpha - \sin\alpha \sqrt{n^2 - \sin^2 i_1}\,, \tag{3}$$

die Ablenkung ist dann

$$\varepsilon = i_1 - i_2' - \alpha \tag{4}$$

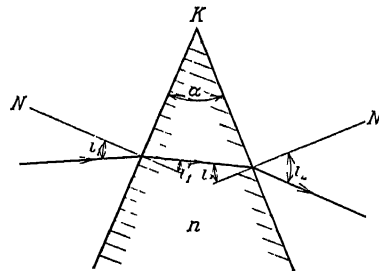



Abb. 3. Der Durchgang des Lichts durch ein Prisma.

Die Winkel sind positiv, wenn man im Uhrzeigersinne drehen muß, um den Strahl in die Normale, die zweite Ebene in die erste bzw. den einfallenden in den austretenden Strahl zu bringen. Geht man von dem Fall des symmetrischen Durch-

gangs aus ($i_1 = -i_2'$, $i_1' = -i_2$), so ist die Ablenkung dieselbe, ob man i_1' um einen bestimmten Betrag vergrößert oder verkleinert, da in dem einen Fall der Lichtstrahl nur umgekehrt durchgeht wie in dem anderen. Da die Ablenkung nun an jeder der beiden Flächen mit dem Einfallswinkel wächst, und zwar immer schneller, so erkennt man, daß die Ablenkung bei dem symmetrischen Durchgang ein Minimum ist. Bei größerem brechendem Winkel kann an der zweiten brechenden Ebene Totalreflexion eintreten, z. B. wenn $i_1 = 0°$, $\alpha = 45°$ und $n = 1{,}5$ ist. Für kleinen brechenden Winkel gilt

$$\varepsilon = \alpha\left(\frac{n \cos i_1'}{\cos i_1} - 1\right) \tag{5}$$

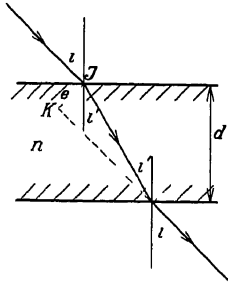



Abb. 4. Der Durchgang des Lichts durch eine Planplatte.

Die Ablenkung wächst also mit dem Einfallswinkel, Keilfehler von Planparallelplatten treten so bei schiefem Durchblick mehr hervor. Ist auch i_1 klein, so ist $\varepsilon = (n-1)\alpha$. Verläuft ein Strahl geneigt zum Hauptschnitt, so ergibt sich nach dem letzten Satz von Ziff. 1, daß die Ablenkung mit wachsender Neigung zunimmt, so erklärt sich die Krümmung der Spektrallinien. Beim Durchgang durch eine planparallele Platte von der Dicke d tritt keine Ablenkung ein, wohl aber eine parallele Versetzung JK (Abb. 4)

$$e = \frac{d \sin(i - i')}{\cos i'} \tag{6}$$

3. Die Abbildung durch ebene Spiegel. Bisher ist nur der Verlauf einzelner Strahlen bei der Spiegelung und Brechung verfolgt worden. Brechende und spiegelnde Ebenen liefern aber ein Bild der Gegenstände. Diese werden nun dadurch sichtbar, daß von ihren einzelnen Punkten Strahlenbündel ausgehen und ins Auge gelangen, deren Öffnungswinkel durch die Pupille unseres Auges bestimmt sind und die auf der Netzhaut mehr oder weniger vollkommen zu Bildpunkten vereinigt werden. Beim ebenen Spiegel sind die Verhältnisse besonders einfach. Die Strahlen eines Bündels verlaufen nach der Spiegelung so, als ob sie von einem Bildpunkt kämen, der auf dem Lot, das vom Dingpunkt auf den Spiegel gefällt wird, ebensoviel hinter dem Spiegel liegt wie der Dingpunkt davor. Da die Strahlen sich in dem Bildpunkt nicht wirklich schneiden, nennt man den Bildpunkt virtuell im Gegensatz zu reell. Die Gesamtheit der virtuellen Bildpunkte bildet nun ein zur Spiegelebene symmetrisches Abbild des Gegenstandes, von dem das Auge in der gleichen Weise Strahlen empfängt wie von einem wirklichen Gegenstand. Eine rechtsgängige Schraube wird aber als linksgängige abgebildet, man nennt daher die Abbildung rückwendig im Gegensatz zu rechtswendig und bezeichnet die Bilder als spiegelverkehrt. Für einen Beobachter, der sowohl im Ding- wie im Bildraum entgegen der Lichtrichtung blickt, werden die zugehörigen Polarwinkel in einer zur Lichtrichtung senkrechten Ebene entgegengesetzt durchlaufen. Diese Verschiedenheit des Spiegelbildes vom Gegenstand kann sich nun noch entweder darin zeigen, daß oben und unten, oder darin, daß links und rechts vertauscht ist. Im ersten Fall spricht man von einem höhenverkehrten, im zweiten von einem seitenverkehrten Bilde. Blickt man senkrecht auf einen Spiegel, so erscheint das Bild seitenverkehrt, blickt man schräg auf einen waagrechten Spiegel, so erscheint das Bild höhenverkehrt. Dreht man den Spiegel aus der einen in die andere Lage, so findet der Übergang von seiten- zu höhenverkehrt statt, wenn der von der Mitte des Spiegels reflektierte Strahl von der Stelle kommt, die sich senkrecht über dem Beobachter befindet. Bei der unmittelbaren Beobachtung würde man ja bis zu dieser Stelle den Blick durch Zurücklegen des Kopfes wandern lassen, dann aber erst weiter

nach einer Korperwendung um 180° Die Beurteilung, ob das Bild seiten- oder hohenverkehrt ist, hangt also bei horizontaler Ding- oder Bildebene von der gewohnten oder gerade eingenommenen Beobachtungsstellung ab Man sieht in diesem Falle diejenige Gerade als eine Waagrechte an, die der Verbindungslinie der Augen parallel ist Von diesen Ausnahmelagen der Ding- und Bildebene abgesehen, nennt man ein Bild aufrecht, wenn eine waagrechte Gerade als waagrechte und oben und unten unvertauscht wiedergegeben wird, ein aufrechtes spiegelverkehrtes Bild ist seitenverkehrt, ein umgekehrtes spiegelverkehrtes Bild hohenverkehrt, unter aufrechtem und umgekehrtem Bild kurzweg sei ein solches verstanden, das nicht spiegelverkehrt ist Ein spiegelverkehrtes Bild entsteht nur bei einer ungeraden Anzahl von Spiegelungen, bei einer geraden Anzahl sind Bild und Ding kongruent

Das Bild, das durch doppelte Spiegelung entsteht, ist gegen den Gegenstand um den doppelten Spiegelwinkel, den Winkel der beiden Spiegel, um die Spiegelachse, die Schnittgrade der beiden Spiegel, gedreht, und zwar in dem Sinne, in dem man den erst getroffenen Spiegel um die Spiegelachse durch den von den Strahlen durchsetzten Raum in den zweiten dreht Es ist namlich die Spiegelachse offenbar ihr eigenes Bild, das Bild des ersten Spiegels liegt symmetrisch zum zweiten, ebenso wie der erste Spiegel in sein Bild wird auch der ganze Dingraum durch dieselbe Drehung in den Bildraum ubergefuhrt werden, da Ding- und Bildraum kongruent sind Im Gegensatz zum einfachen Spiegel hangt beim Doppelspiegel die Ablenkung nicht vom Einfallswinkel, sondern nur vom Spiegelwinkel ab, wenn sie in dem zur Spiegelachse senkrechten Hauptschnitt gemessen wird Die Ablenkung eines Doppelspiegels andert sich also nicht, wenn er um die Spiegelachse gedreht wird Ein Doppelspiegel mit dem Spiegelwinkel 90° wirft alle Strahlen, die senkrecht zur Spiegelachse einfallen, parallel zur Einfallsrichtung zuruck (Abb 5) Eine Gruppe von drei zueinander senkrechten Spiegeln nennt man einen Zentralspiegel[1], ein solcher wirft alle auf ihn fallende Strahlen nach Reflexion an allen drei Spiegeln parallel zur Einfallsrichtung zuruck Die Unveranderlichkeit eines Winkelspiegels und seiner Ablenkung wird bei kleinen Abmessungen dadurch gesichert, daß man ihn als Spiegelprisma aus einem Stuck ausfuhrt, da dann die elastischen Nachwirkungen und thermischen Veranderungen gering sind Abb 6 zeigt ein Zentralspiegel- (Tripel-) Prisma

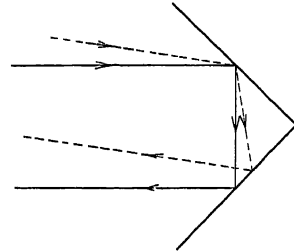



Abb 5 Die Wirkung eines 90°-Winkelspiegels

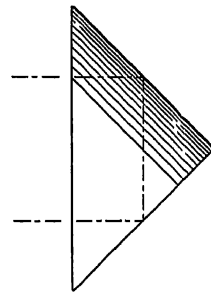



Abb 6 Ein Tripelprisma

4 Die Abbildung durch eine brechende Ebene Bei der Brechung ist die Abbildung nicht so einfach wie bei der Spiegelung Das einzelne Auge gibt nur die Empfindung der Richtung eines Dingpunktes, seine Entfernung bleibt unbekannt, wenn man davon absieht, daß bei bekannten Gegenstanden auf Grund von Schattenwirkung u dgl eine raumliche Deutung stattfindet Der Gegenstand wird durch die Hauptstrahlen, die durch die Mitte der Augenpupille gehen, auf die Netzhaut projiziert Bei der Brechung an einer Ebene wird nun der Bildpunkt in die Richtung verlegt, in der ein Strahl nach der Brechung verlauft, der vom Dingpunkt ausgeht und nach der Brechung die Mitte der Augenpupille

---

[1] Beck, Z f Instrk 7, S 380 (1887)

trifft Wird nun ein kleiner zur Visierlinie senkrechter Gegenstand einmal unmittelbar, das andere Mal bei senkrechtem Durchtritt durch eine planparallele Glasplatte betrachtet, die so dick ist, das sie den Raum zwischen Gegenstand und Auge erfullt, so erhalt man im zweiten Fall ein im Verhaltnis der Brechzahl vergroßertes Bild, entsprechend wie der Winkel der Hauptstrahlen vergroßert ist, da fur kleine Winkel $i' = ni$ ist Besitzt der Gegenstand in der zur Visierlinie senkrechten Ebene großere Ausdehnung, so ist das Bild nicht in allen Teilen gleich vergroßert, da fur die Brechung das Sinusgesetz gilt, die Vergroßerung aber durch das Tangensverhaltnis bestimmt ist Vielmehr, je großer eine von der Visierlinie aus gerechnete radiale Strecke ist, um so starker ist die Vergroßerung, in erster Naherung wachst ihre Anderung mit der Lange der Strecke wegen der Symmetrie quadratisch Dies hat zur Folge, daß ein Quadratnetz mit der Mitte auf der Visierlinie kissenformig verzeichnet wiedergegeben wird (Abb 7) Man nennt diesen Bildfehler Verzeichnung und unterscheidet kissen- und tonnenformige Verzeichnung, je nachdem, ob gerade Linien nach innen oder außen gebogen erscheinen Diese Verbiegung einer Geraden, die nicht in einer solchen Ebene durch das Auge liegt, die zur brechenden Ebene senkrecht ist, ist nach dem S 83 angefuhrten Hilfssatz der Brechung ohne weiteres verstandlich Wenn nun auch das einzelne Auge die Spitze eines dunnen, von ihm aufgenommenen Bundels nicht nach ihrer Entfernung zu erkennen vermag, so kann man doch durch Bewegen des Auges die Richtung der einzelnen Strahlen und damit ihren Schnittpunkt feststellen, ferner liefert das beidaugige Sehen die Moglichkeit, den Schnittpunkt der beiden Hauptstrahlen festzustellen, die in die beiden Augen gelangen In Abb 8 ist dargestellt, wie die Strahlen eines weitgeoffneten Buschels mit gemeinsamer Einfallsebene nach der Brechung an einer Ebene verlaufen Man findet, daß die Schnittpunkte eines geneigten Strahles mit dem senkrecht einfallenden, den wir als Achse unterscheiden wollen, bei großerer Neigung sich der brechenden Ebene nahern Die Anderung Δ der Schnittweite gegen den Grenzwert fur kleine Neigungen ist bei maßiger Neigung u' dem Quadrate von u' proportional, also $\Delta = cu'^2$, nur bei kleiner Öffnung des Bildes kann man von einem Bildpunkt reden, dessen Abstand von der brechenden Ebene ist im Verhaltnis der Brechzahl kleiner als der des Dingpunkts Die Abweichung von der Strahlenvereinigung bei großerer Öffnung bezeichnet man als den Bildfehler der spharischen Abweichung oder Kugelgestaltfehler, Δ als spharische Langsabweichung, und zwar spricht man von Uberverbesserung, wenn, wie in diesem Fall, die Schnittpunkte mit der Achse im Sinne der Lichtrichtung wandern, im anderen Fall von Unterverbesserung Fallt der Mittelstrahl nicht senkrecht auf die brechende Ebene, sondern mit der Neigung u_1', so wird die Schnittweite s auf diesem Mittelstrahl fur die Strahlen in dessen Einfallsebene angenahert durch einen Ausdruck von der Form $s = a_1 + c(u_1' - u')^2$ oder $s = a + bu' + cu'^2$ dargestellt, das Glied bu' stellt die Unsymmetrie des

Abb 7 Die Wiedergabe eines Quadratnetzes bei Verzeichnung

Abb 8 Die Abbildung eines Lichtpunkts durch eine brechende Ebene

Buschels nach der Brechung dar Diesen Bildfehler bezeichnet man als **Koma** Ferner ist der Bildpunkt fur ein dunnes ebenes Buschel, dessen Mittelstrahl die Neigung u hat, verschieden, je nachdem das ebene Buschel in der Einfallsebene des Mittelstrahls, wie bisher, oder senkrecht dazu liegt, je nachdem wird es als **tangentiales** oder **sagittales** Buschel bezeichnet Das sagittale Buschel kann als schmaler Teil des Strahlenkegels angesehen werden, in dem die Achse des ganzen Strahlenbundels die Achse und der um den Winkel u' geneigte Strahl die Leitlinie darstellt Der Bildpunkt des tangentialen Buschels liegt naher an der brechenden Ebene Diesen Bildfehler bezeichnet man als **Astigmatismus** und mißt ihn durch die **Brennstrecke**, den Abstand des sagittalen und tangentialen Bildpunkts Betrachtet man den Punkt unter einer Wasseroberflache binokular, indem man einmal die Augen in die Ebene des sagittalen, das andere Mal in die des tangentialen Buschels bringt, so wird der Bildpunkt fur die beiden Falle verschieden entfernt erscheinen, wenn man ihn mit einem an der Oberflache gespiegelten Lichtpunkt vergleicht, dessen Bild nahe in der gleichen Entfernung und Richtung erscheint Der Astigmatismus bei der Brechung an einer Ebene ist nur bei endlichem Bildabstand merklich Fur kleines u' gilt noch folgende Beziehung zwischen dem Astigmatismus eines Bundels und seiner spharischen Abweichung Wahrend nach dem Obigen der Bildpunkt des sagittalen Buschels in der Achse liegt, schneiden zwei benachbarte Strahlen des tangentialen Buschels (Abb 9) mit den Neigungen u' und $u' + du'$ die Achse im sagittalen Bildpunkt S und einem um $\Delta s' = 2cu'du'$ entfernten Punkte, einander aber in einem Bildpunkt T, der bei kleinem u' von dem sagittalen um $t' - s' = 2cu'^2$ entfernt ist, da ja $(t' - s')\, u' = \Delta s'\, du'$ ist Der Astigmatismus tritt auch bei schiefem Durchgang des Lichtes durch eine planparallele Platte und beim Durchgang durch ein Prisma auf Bei der Planplatte ist er unabhangig vom Bildabstand, er wachst zunachst langsam, dann immer rascher mit dem Einfallswinkel Beim Prisma ist der Astigmatismus unabhangig vom Dingabstand, wenn das Prisma im Minimum der Ablenkung durchsetzt wird (Ziff 11), und wird Null, wenn der Strahl bei Minimalablenkung das Prisma in der brechenden Kante durchsetzt

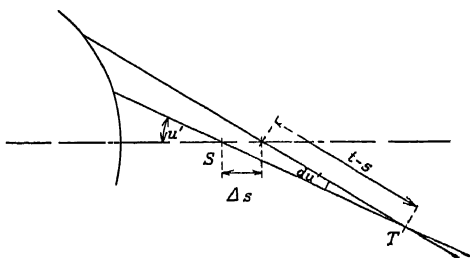



Abb 9 Die Beziehung zwischen Astigmatismus $t' - s'$ und spharischer Abweichung $\Delta s'$

5 Spiegelprismen Statt der Spiegel werden in manchen Fallen Prismen mit total reflektierenden oder versilberten Reflexionsflachen verwendet Fur Glasspiegel mit Oberflachenversilberung bietet Silber den Vorteil des hohen und gleichmaßigen Reflexionsvermogens bis zu 96% Bei Versilberung der Vorderflache sucht man es gegen chemische Angriffe zu schutzen, indem man essigsaures Blei in den Aufbewahrungsbehalter bringt, und man versieht es wohl mit einem dunnen Lackuberzug, der sehr gleichmaßig aufgetragen sein muß und beim Putzen sehr vorsichtig behandelt werden muß[1] Neuerdings ist es der Farben-I G gelungen, eine haltbare Versilberung herzustellen[2] Hat man es mit Parallelstrahlenbundeln zu tun, so versilbert man auf der Ruckseite und schutzt mit Kupfer oder Lackuberzug, zur Vermeidung von Nebenbildern mussen aber die beiden Seiten der Platte genugend parallel sein Fruher wurde, besonders auch fur die Hohlspiegel der Spiegelfernrohre, sog Spiegelmetall verwandt, d h Legierungen

[1] Perot, C R 149, S 725 (1909), Miethe, A N 208, S 86 (1919)
[2] Dtsch R Patent 527 578 (1929)

von Cu, Sn und Zn mit etwa 65% Reflexionsvermögen, ungefähr gleiches Reflexionsvermögen zeigen Au, Pt, Pd, die nur als galvanische Überzüge in Betracht kommen, und der Kruppsche Spiegelstahl (Abb. 81). Als einfache Spiegelprismen benutzt man vorwiegend rechtwinklig gleichschenklige; bei senkrechtem Durchgang des Mittelstrahls wird ein dazu geneigter Strahl noch total reflektiert, wenn er im Glase bei $n = 1,5$ um 3°,2, in Luft also um 4°,8 gegen diesen Mittelstrahl geneigt ist; für $n = 1,6$ sind die entsprechenden Werte 6°,3 und 10°. Findet keine Totalreflexion mehr statt, so muß die Spiegelfläche des Prismas versilbert werden. Für Ein- und Austritt ist beim Prisma ($n = 1,5$) ein Reflexionsverlust von zusammen etwa 8% anzusetzen. Ist dafür gesorgt, daß der Mittelstrahl beim Ein- und Austritt gleiche und entgegengesetzte Ablenkung erfährt, so kann man die Wirkung des Prismas in die eines einfachen Spiegels und einer Glasplatte zerlegen, die die gleiche Dicke wie der Weg des senkrecht einfallenden

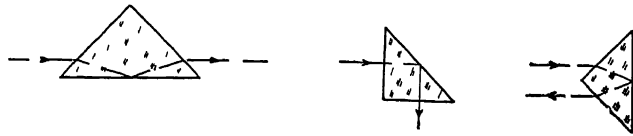



Abb. 10. Die Ablenkung des Lichts durch ein Spiegelprisma.

Strahles im Prisma besitzt. Es findet insbesondere eine Verlegung des Bildpunktes in Richtung des austretenden Mittelstrahls wie bei der Glasplatte statt, ferner treten dieselben Bildfehler auf, insbesondere Astigmatismus. Aus diesem Grunde darf man da, wo die Strahlenbündel nicht aus parallelen Strahlen bestehen, wie es zwischen den Linsen meist der Fall ist, nur Prismen mit senkrechtem Ein- und Austritt verwenden. Wird ein rechtwinklig gleichschenkliges Prisma wie beim Prismenkreis für wechselnde Ablenkung benutzt (Abb. 10), indem man es um eine Senkrechte zum Hauptschnitt dreht, so unterscheidet es sich von einem einfachen Spiegel dadurch, daß bei senkrechter Stellung der

Abb. 11. Das Umkehrprisma nach DELABORNE.

Spiegelfläche zum einfallenden Strahl der Strahl parallel versetzt in die entgegengesetzte Richtung zurückgeworfen wird, und daß es auch bei paralleler Stellung noch benutzt werden kann, während der einfache Spiegel hier infolge streifenden Eintritts nicht mehr zu brauchen ist; in diesem Fall wird von dem Prisma noch ein Parallelstrahlenbündel von einem Drittel der Breite wie bei senkrechtem Durchtritt unter Reflexion durchgelassen. Bei Benutzung in dieser Stellung bezeichnet man das Prisma als Wende- (Reversions-) Prisma nach AMICI[1]. Dreht man es nämlich um die Visierlinie, so bleibt der Mittelstrahl unabgelenkt, aber das Bild wird gedreht, und zwar wegen der Symmetrie zur Spiegelebene um den doppelten Drehwinkel. Schaltet man nun nach DELABORNE[2] zwei solche Wendeprismen hintereinander, so wird das Bild vollständig (in Seite und Höhe) umgekehrt (Abb. 11). Auf andere bildumkehrende Prismen wird in Ziff. 49 eingegangen.

6. Einleitendes über die Abbildung durch Umdrehungsflächen. Wir haben oben gesehen, daß die Abbildung durch eine brechende Ebene unvollkommen ist.

[1] Ann. de Chim. et de Phys. 22, S. 137 (1823). [2] Franz. Patent S 5941 (1838).

Neben brechenden und spiegelnden Ebenen kommen nun weiter bei optischen Geräten Umdrehungsflächen, insbesondere Kugelflächen, in Betracht. Bei der Kugelfläche werden die von einem Punkt ausgehenden Strahlen auch bei großen Neigungsunterschieden nur dann wieder streng in einem Bildpunkt vereinigt, wenn der Dingpunkt auf der Kugelfläche, in ihrem Mittelpunkt oder auf einer zur brechenden konzentrischen Kugelfläche mit einem Halbmesser $n'r/n$ liegt. Bei dieser aplanatischen Brechung hat die konzentrische Bildfläche den Halbmesser nr/n', wenn die Länge der Strahlen von der brechenden Fläche bis zu ihrem Schnittpunkt mit der Achse, der Geraden durch Kugelmitte und Dingpunkt, mit p für den Dingraum und mit p' für den Bildraum bezeichnet wird, so gilt $n'p' = np$, ferner ist die Neigung u des Dingstrahls gegen die Achse gleich dem Brechungswinkel i', es kommt nur der Dingpunkt auf der hohlen Seite des brechenden Teils der Kugelfläche in Betracht. Bei einem System von Kugelflächen ist im allgemeinen die Achse, die Gerade durch Einfallspunkt und Kugelmitte, gemeinsam, bzw. liegen die Mittelpunkte der Kugelflächen auf einer Geraden, ein solches System nennt man ausgerichtet (zentriert). Da mit solchen Flächen meist keine genügende Abbildung zu erreichen ist, ist es die Aufgabe der rechnenden Optik, die Zusammensetzung des Systems so zu bestimmen, daß die Bildfehler der einzelnen Flächen sich möglichst gegenseitig ausgleichen. Um die Abbildungsgrößen und die Bildfehler festzustellen, kann man einzelne ausgewählte Strahlen durch das System rechnerisch verfolgen, auf die Wiedergabe der betreffenden Formeln soll hier verzichtet werden. Ein anderer Weg besteht darin, daß man zunächst die Abbildung unter Beschränkung auf dünne Bündel untersucht und dann die Bildfehler durch Näherungsausdrücke darstellt. Die Abbildung innerhalb eines dünnen fadenförmigen Raums in der Achse, also unter der Annahme, daß die Neigung der Strahlen gegen die Achse unendlich klein ist, wird nach GAUSS[1] benannt. Es soll nun zunächst die Theorie dieser Abbildung gegeben werden, und zwar in Erweiterung auf den allgemeinen Fall, daß die Brechung des Leitstrahls, mit dem die übrigen Strahlen nur kleine Winkel bilden, unter endlichem Einfallswinkel erfolgt. Die abzuleitenden Abbildungsgesetze gelten nicht nur für die Brechung an einem Element einer Kugelfläche, sondern auch an einem doppelt gekrümmten Element, allerdings müssen bei mehreren aufeinanderfolgenden Elementen die Hauptschnitte zusammenfallen, die Gesetze gelten also auch für die Abbildung durch Zylinderlinsen und Prismen. Es sollen ferner die Grundgesetze dieser Abbildung sogleich für den Fall eines Systems von vielen Flächen abgeleitet werden und erst dann ausgewählte, einfache Systeme behandelt werden.

7. Der Begriff des Bildpunkts. Bei der Lochkamera entsteht das Bild dadurch, daß jedem Lichtpunkt im Dingraum ein Beugungsscheibchen entspricht, das die Öffnung in der Vorderwand auf dem Schirm erzeugt. Statt eines scharfen Bildpunkts hat man so nur einen unscharfen Bildfleck. Aus genügender Entfernung erscheinen aber die Bildflecke als scharfe Bildpunkte, und zwar dort, wo die Mitte des Beugungsscheibchens ist. Das Bild ist eine Zentralprojektion durch die Blendenmitte. Hat man nun ein Linsensystem mit enger Blende, so kann man ebenfalls das Bild als eine Projektion durch die Blendenmitte ansehen, wenn man von unsymmetrischer Helligkeitsverteilung in den einzelnen Bildflecken absieht. Man hat aber die Brechung der Strahlen zu berücksichtigen. Die projizierenden Strahlen, Hauptstrahlen genannt, sind bei dieser optischen Projektion die Strahlen im Bildraum, die durch die Linsen zwischen Blende und Bild den durch die Blendenmitte gegangenen Strahlen zu-

[1] Gött. Abh. 1, S. 1 (1838—1841); Ann. Chim. Phys. 33, S. 259 (1851); s. ferner ABBE in CZAPSKI-EPPENSTEIN, Theorie d. optischen Instrumente. 3. Aufl. Leipzig: Barth 1924; GULLSTRAND in HELMHOLTZ, Handbuch d. Physiologischen Optik, 3. Aufl. Leipzig: Voss 1909.

geordnet sind, deren weiteren Verlauf darstellen (Ziff 24) Infolge der Brechung der Strahlen kann dies Bild Verzeichnung (Ziff 4) aufweisen Erweitert man die Öffnung, so andert sich die Große des Bildflecks mit dem Abstand des Auffangschirms von der Linse starker Den Bildpunkt wird man vom Standpunkt der geometrischen Optik da suchen, wo das Strahlenbundel am meisten eingeschnurt ist Fur die Ableitung der Abbildungsgesetze wollen wir als Ort des Bildpunkts die Stelle ansehen, wo der Hauptstrahl von einem unendlich benachbarten geschnitten wird Handelt es sich um die Abbildung eines kleinen Flachenstuckes senkrecht zum Hauptstrahl auf einem zum Bildhauptstrahl senkrechten Auffangschirm, so soll die Lage des Schirms durch den Ort des Bildpunkts auf dem der Mitte des Flachenstucks entsprechenden Hauptstrahl bestimmt sein Die Bildpunkte außer der Mitte sind dann im allgemeinen durch reine optische Projektion bestimmt Das Verhaltnis einer unendlich kleinen Strecke auf dem Auffangschirm zu der entsprechenden des Gegenstandes nennt man die Quer- (Lateral-) Vergroßerung Das Verhaltnis des unendlich kleinen Winkels der in dem mittleren Bildpunkt zusammentreffenden und ihn erzeugenden Strahlen zu dem Winkel der entsprechenden Strahlen im Dingraum, kurz, das Verhaltnis der zugeordneten Öffnungswinkel im Ding- und Bildraum, nennt man das Konvergenzverhaltnis oder die Winkel- (Angular-) Vergroßerung Wir wollen nun zunachst eine wichtige einfache Beziehung zwischen diesen beiden Vergroßerungen ableiten und dann zeigen, wie aus ihr die Gesetze der Abbildung folgen, die die Beziehung zwischen Große und Lage von Ding und Bild angeben Das die Abbildung vermittelnde System bestimmt nur die Große der in den Abbildungsgesetzen auftretenden Konstanten, auf deren Berechnung aus den Radien, Abstanden und Brechzahlen des Systems erst zuletzt eingegangen wird Fur die strengere Behandlung der Abbildungslehre wie auch der Bildfehler sei auf die Arbeiten von GULLSTRAND[1] verwiesen sowie auf die zusammenfassenden Werke von BOEGEHOLD[2] und HERZBERGER[3]

Eine seiner Zeit weit vorauseilende Erkenntnis der hier bestehenden Zusammenhange besaß HAMILTON[4], dessen Abhandlungen aus den Jahren 1827 bis 1841 mit Erganzungen aus dem Nachlaß jetzt gesammelt vorliegen, aber auch die veroffentlichten haben erst in neuerer Zeit die gebuhrende Beachtung gefunden

Es sei noch bemerkt, daß im folgenden Strecken parallel der Achse im Sinne der Lichtrichtung, Strecken senkrecht zur Achse nach oben positiv gerechnet werden, und daß die Neigungswinkel des Strahles gegen die Achse positiv sind wenn der Strahl durch eine Drehung entgegengesetzt der des Uhrzeigers in die Achse gedreht wird

8 Der Satz von HELMHOLTZ In Abb 12 sei OJ der einfallende Strahl, $K_t J$ ein Bogenelement der brechenden Umdrehungsflache in der Einfallsebene, die mit einem Krummungshauptschnitt zusammenfalle, JO'_t der gebrochene Strahl Ein zweiter, von O ausgehender unendlich benachbarter Strahl OK_t werde nach O'_t gebrochen, wir bezeichnen daher O'_t als den tangentialen Bildpunkt von O und nennen O'_t und O zugeordnete (konjugierte) Punkte M_t sei ein O unendlich benachbarter Punkt in der zum Leitstrahl OJ senkrechten Ebene durch O und liege in der Einfallsebene Denken wir uns nun eine enge Blende

[1] Skand Arch Physiol 2, S 269 (1890), Nova Acta Reg Soc Sc Upsala 3 (1900), Ann d Phys 18, S 941 (1905), Svenska Vet Akad Handl 41, S 1 (1906), 55, S 1 (1915), 63, Nr 13 (1924)

[2] Ergebnisse d exakten Naturwissenschaften 8, S 69 (1929)

[3] Strahlenoptik, Bd 35 der Grundlehren der mathematischen Wissenschaft in Einzeldarstellungen Berlin Julius Springer 1931

[4] Math Papers I Cambridge Univ Press 1931

in P auf dem Strahl OJ und in O'_t eine zum Leitstrahl senkrechte Auffangebene, so wird man als Bildpunkt von M_t den Punkt M'_t ansehen, wo der zu M_tP gehörige gebrochene Strahl die Auffangsebene trifft, den Leitstrahl trifft er in dem Bildpunkt P'_t von P. Da über den Abstand des Punktes K_t von J nichts weiter vorausgesetzt ist, als daß er unendlich klein ist, können wir K_t auch auf dem Strahl M_tP annehmen. Die Winkel OK_tM_t und $O'_tK_tM'_t$ sind nun zusammengehörige Änderungen di ferner di' des Einfalls- und Brechungswinkels. Aus dem Brechungsgesetz folgt

Abb 12. Zum Satz von HELMHOLTZ

$$\frac{di'}{di} = \frac{n \cos i}{n' \cos i'} \tag{7}$$

Bezeichnet man OM_t mit dy_t und OK_t, genähert gleich OJ, mit s, ferner $O'_tM'_t$ mit dy'_t sowie O'_tK_t, genähert gleich O'_tJ, mit s'_t, so gilt nach (7)

$$\frac{s\, dy'_t}{s'_t\, dy_t} = \frac{n \cos i}{n' \cos i'} \tag{8}$$

Indem man den Bogen JK_t das eine Mal durch du_t, d. h. den Öffnungswinkel JOK_t und s, das andere Mal durch $du'_t = JO'_tK_t$ und s'_t ausdrückt, erhält man weiter die Beziehung

$$\frac{s\, du_t}{\cos i} = \frac{s'_t\, du'_t}{\cos i'} \tag{9}$$

Aus (8) und (9) ergibt sich der Satz von HELMHOLTZ[1] für die Tangentialebene

$$n'\, dy'_t\, du'_t = n\, dy_t\, du_t \tag{10}$$

Führt man die Quer- (Lateral-) Vergrößerung $\beta_t = dy'_t : dy_t$ und die Winkelvergrößerung (das Konvergenzverhältnis) $\gamma_t = du'_t : du_t$ ein, so kann man auch schreiben

$$\beta_t \gamma_t = \frac{n}{n'} \tag{11}$$

Betrachtet man ein zu der Einfallsebene senkrechtes, dünnes ebenes Büschel und ist C_s der Krümmungsmittelpunkt der Fläche in dem Schnitt dieses Büschels, so kann der dem Leitstrahl benachbarte Strahl OK_s in diesem Schnitt durch einen ebensolchen Strahl ersetzt werden, der auf einem Kegel mit C_sO als Achse und JO als Leitlinie liegt, das Entsprechende gilt für $K_sO'_s$, der sagittale Bildpunkt O'_s liegt im Schnittpunkt von JO'_t und OC_s. Nach dem Hilfssatz am Ende von Ziff. 1 gilt für die Winkel der benachbarten Strahlen M_sK_sO und $M'_sK_sO'_s$ mit dem leitenden

$$n\, di_s = n'\, di'_s \qquad \text{oder} \qquad \frac{n\, dy_s}{s} = \frac{n'\, dy'_s}{s'_s}, \tag{12}$$

wo dy_s bzw. dy'_s die Strecke OM_s bzw. $O'_sM'_s$ ist und s bzw. s'_s die Schnittweite OJ bzw. O'_sJ, ferner ist hier

$$s\, du_s = s'_s\, du'_s, \tag{13}$$

wo du_s und du'_s die Öffnungswinkel JOK_s und JO'_sK sind. Es ergibt sich also auch hier die Gleichung (10) für die entsprechenden Größen der sagittalen Abbildung. Für die anschließenden Folgerungen aus dem Satz können die Zeichen s und t fortgelassen werden. Fällt der Strahl OJ senkrecht auf eine Kugelfläche oder den Scheitel einer Umdrehungsfläche, so gilt der Satz für jeden Schnitt durch OJ. Der Satz gilt ohne weiteres für ein vielflächiges System, da $P_k = P'_{k-1}$,

[1] Handbuch der Physiologischen Optik, 1. Aufl. Leipzig: Voss 1867. Vorläufer sind HUYGENS, SMITH, LAGRANGE.

$du_k = du'_{k-1}$, $dy_k = dy'_{k-1}$ ist, wenn bei allen Flächen der eine Hauptkrümmungsschnitt in die Einfallsebene fällt und jede Einfallsebene mit der folgenden den Winkel 0° oder 90° bildet

9 Die Grundgleichungen der Abbildung Es seien zu zwei Dingpunkten O_1 und O_2 auf dem Leitstrahl die durch ein solches System zugeordneten Bildpunkte O'_1 und O'_2 gegeben Dann kann man den Abstand O_1O_2 gleich A durch dy_2 und du_1 ausdrücken, wo du_1 der Öffnungswinkel in O_1 und dy_2 der Abstand der Schenkel von du_1 in O_2 ist Das Entsprechende gilt für $A' = O'_1O'_2$ Man erhält so

$$\frac{A'}{A} = \frac{dy'_2}{du'_1}\,\frac{du_1}{dy_2} \tag{14}$$

und mit Hilfe von (10) und (11)

$$\frac{A'}{n'}\,\frac{n}{A} = \beta_2\beta_1 \tag{15}$$

Wenn man nun O auf der Geraden OJ von O_0 aus wandern läßt und einen von O ausgehenden Strahl immer durch einen bestimmten außeraxialen Punkt Q der Blende bei P gehen läßt, so ändert sich die Neigung du dieses Strahls gegen den Leitstrahl von dem Wert du_0 ausgehend Die entsprechenden Bildstrahlen gehen in erster Näherung durch einen Punkt Q', den Öffnungswinkeln du entsprechen im Bildraum solche du' und dem Winkel $OQO_0 = du - du_0$ im Bildraum Winkel $du'_k - du'_{0\,k}$, die im festen Verhältnis γ_p zu $du - du_0$ stehen Es ergibt sich also

$$\gamma = \frac{du'_k}{du} = \frac{du'_{0\,k} + du'_k - du'_{0\,k}}{du_0 + du - du_0} = \frac{du'_{0\,k} + \gamma_p(du - du_0)}{du_0 + du - du_0} \tag{16}$$

Der Differentialquotient von γ nach $du - du_0$ ändert sein Vorzeichen mit $du - du_0$ nicht Es ändert sich also γ und damit auch β mit dem Dingabstand immer in demselben Sinne Wenn man O über ∞ bis in die Anfangsstellung wandern läßt, hat auch β alle möglichen Werte angenommen, ausgenommen ist nur der Fall, auf den in Ziff 11 eingegangen wird, wo $du'_{0,l} = \gamma_p du_0$, wo γ für alle Lagen von O einen festen Wert hat Ausgezeichnete Werte sind $\beta = +1$ und $\beta = -1$ Man bezeichnet nun die zugeordneten, d h als Ding- und Bildpunkt zusammengehörigen Punkte H und H' für $\beta = -1$ als n e g a t i v e H a u p t p u n k t e, für $\beta = +1$ als p o s i t i v e H a u p t p u n k t e, diese auch kurzweg als Hauptpunkte Ist die Vergrößerung in zwei anderen zugeordneten Punkten β und bezeichnet man den Abstand des negativen vom positiven Hauptpunkt im Ding- bzw Bildraum mit m bzw m', die Abstände der zugeordneten Punkte mit der Vergrößerung β von denselben Anfangspunkten mit a und a', so ist nach (15)

$$\frac{a'}{n'}\,\frac{n}{a} = \beta\,, \qquad \frac{a'-m'}{n'}\,\frac{n}{a-m} = -\beta\,, \qquad \frac{m'}{n'}\,\frac{n}{m} = -1 \tag{17}$$

Daraus folgt

$$\frac{n'}{a'} - \frac{n}{a} = -\frac{2n}{m} = \frac{2n'}{m'} \tag{18}$$

Aus (11) und (17) folgt für die Winkelvergrößerung γ und weiter aus (15) für die T i e f e n - (A x i a l -) V e r g r ö ß e r u n g $da' : da = \alpha$, d h das Verhältnis kleiner Achsenstrecken in den zugeordneten Punkten,

$$\gamma = \frac{a}{a'}\,, \qquad \alpha = \frac{n}{n'}\,\frac{a'^2}{a^2}\,, \tag{19}$$

und es gilt weiter

$$\alpha = \frac{n'}{n}\,\beta^2\,, \qquad \alpha\gamma = \beta \tag{20}$$

Aus Gleichung (18) folgt, daß der zu $a' = \infty$ gehörige Dingpunkt mitten zwischen dem dingseitigen positiven und negativen Hauptpunkt liegt, er wird der dingseitige oder v o r d e r e B r e n n p u n k t genannt, ebenso liegt der zu $a = \infty$ ge-

hörige bildseitige oder **hintere Brennpunkt** mitten zwischen den bildseitigen Hauptpunkten. $-m : 2n$ setzen wir $= f$ und bezeichnen diese Größe als die **Brennweite**. Vielfach wird auch abweichend davon $m : 2$ und $m' : 2$ als vordere und hintere Brennweite eingeführt. Es gilt also

$$\frac{n'}{a'} - \frac{n}{a} = \frac{1}{f} \tag{21}$$

Diese Gleichung und die erste von (17) sind die Grundgleichungen der Abbildung, mit deren Hilfe Lage und Größe des Bildes eines Gegenstandes gefunden werden können. Der Abstand des ding- bzw. bildseitigen Brennpunktes von dem betreffenden positiven Hauptpunkt ist also $-nf$ bzw. $n'f$. Den Kehrwert φ der Brennweite nennt man die **Stärke**, sie wird in **Dioptrien** gemessen, deren Einheit die Linse von einem Meter Brennweite darstellt. Statt auf die Hauptpunkte können die Grundgleichungen der Abbildung auch auf beliebige andere zugeordnete Punkte bezogen werden, wobei jedoch die Vergrößerung in diesen Bezugspunkten, den Grundpunkten, bekannt sein muß. Bezeichnet man die Abstände der neuen Grundpunkte mit a_p und a'_p, die Abstände des Ding- und Bildpunkts von diesen neuen Grundpunkten mit a^* und a'^*, die Vergrößerung in den neuen Grundpunkten mit β_p, so ergibt sich aus der ersten Formel (17), da $a^* = a - a_p$ und $a'^* = a' - a'_p$ ist,

$$\beta = \frac{n}{a^*} \cdot \frac{a'^*}{n'} \cdot \frac{1}{\beta_p} \tag{22}$$

Es ergibt sich weiter aus

$$1 - \beta = \frac{a'}{n'f}, \qquad 1 - \beta_p = \frac{a'_p}{n'f}, \qquad \beta_p - \beta = \frac{a'^*}{n'f} \tag{23}$$

im Verein mit (22) nach Umformung

$$\frac{n'\beta_p^2}{a'^*} - \frac{n}{a^*} = \frac{\beta_p}{f} \tag{24}$$

Vielfach werden die Grundgleichungen, bezogen auf die Brennpunkte, benutzt, die nur ausgezeichnete, aber nicht zugeordnete Punkte sind. Sind die Abstände gerechnet von den Brennpunkten $\mathfrak{x}$ und $\mathfrak{x}'$ und ersetzt man a durch $\mathfrak{x} - nf$ und a' durch $\mathfrak{x}' + n'f$, so erhält man

$$\mathfrak{x}\mathfrak{x}' = -nn'f^2, \tag{25}$$

$$\beta = -\frac{\mathfrak{x}'}{n'f} = \frac{nf}{\mathfrak{x}}, \qquad \gamma = -\frac{nf}{\mathfrak{x}'} = \frac{\mathfrak{x}}{n'f} \tag{26}$$

Um die Brennweiten für die Kugelfläche bei endlichem Einfallswinkel des Leitstrahls durch Radius r und Brechzahlen auszudrücken, benutzen wir den S. 89 erwähnten Fall der aplanatischen Brechung. Da im Einfallspunkt Ding- und Bildpunkt zusammenfallen, müssen die Gleichungen (22) und (24) auch für die Abstände eines aplanatischen Punktepaars von diesem Einfallspunkt gelten. Im Einfallspunkt ist offenbar für den sagittalen Schnitt $\beta_p = 1$, für den tangentialen $\beta_p =$ dem Verhältnis der Querschnitte eines Parallelstrahlenbüschels vor und nach der Brechung $\cos i' : \cos i$, ferner sind die Schnittweiten $p = r \sin(i + i') : \sin i'$ und $p' = r \sin(i + i') : \sin i$. Setzt man diese Schnittweiten und β_p in (24) ein, so erhält man

$$\frac{1}{f_s} = \frac{n'\cos i' - n\cos i}{r}, \qquad \frac{1}{f_t} = \frac{n'\cos i' - n\cos i}{r\cos i\cos i'} \tag{27}$$

Mit Benutzung dieser Brennweiten erhält man nun für beliebige auf den Einfallspunkt bezogene Schnittweiten s, s' und t, t'

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \frac{n'\cos i' - n\cos i}{r}, \qquad \frac{n'\cos^2 i'}{t'} - \frac{n\cos^2 i}{t} = \frac{n'\cos i' - n\cos i}{r} \tag{28}$$

Bei der brechenden Kugelfläche gilt für die auf den Scheitel bezogenen Schnittweiten s und s' des achsennahen Raumes ($i = 0$)

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \frac{n' - n}{r} \tag{29}$$

und für die auf den Kugelmittelpunkt bezogenen $c = s - r$ und $c' = s' - r$

$$\frac{1}{n'c'} - \frac{1}{nc} = -\frac{1}{r}\left(\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}\right) \tag{30}$$

Die Abbildungsgleichungen gelten beim ausgerichteten System von Umdrehungsflächen strenggenommen nur für kleine Neigungswinkel der Strahlen, d. h. für den fadenförmigen Raum um die Achse, bei einem Leitstrahl, der geneigt zur Achse im Hauptschnitt verläuft, gelten sie nur je in den beiden Hauptkrümmungsschnitten für einen schmalen Bereich um den Leitstrahl. Wo nichts anderes bemerkt ist, beschränken wir uns im folgenden auf den ersten Fall der achsennahen Strahlen. Obwohl die Strahlen nur kleine Neigungen haben, kann man ihren Gang geometrisch veranschaulichen, indem man die Abmessungen quer zur Achse so stark überhöht darstellt, daß sie endliche Weite annehmen, die Abbildungsgleichungen bleiben so gültig. In dieser Darstellung werden die von einem Dingpunkt ausgehenden Strahlen streng in einem Bildpunkt vereinigt. Achsensenkrechte Ebenen entsprechen hier wieder achsensenkrechten Ebenen, in der Tat findet auch für die Punkte außer der Achse eine genäherte Abbildung statt, da sich die Gleichungen für die Bildgröße als unabhängig von der Lage des Kreuzungspunktes der Hauptstrahlen ergeben haben. Die achsensenkrechten Ebenen in den ausgezeichneten Punkten bezeichnet man entsprechend diesen Punkten, z. B. die in den Brennpunkten als Brennebenen, die in den Hauptpunkten als Hauptebenen. Als positive bzw. negative Knotenpunkte bezeichnet man die zugeordneten Punkte, für die der durchgehende Dingstrahl die gleiche Neigung gegen die Achse hat wie der zugehörige Bildstrahl, d. h. in denen die Winkelvergrößerung $= 1$ bzw. -1 ist, also $\beta = n/n'$ bzw. $-n/n'$ ist. Durch Anwendung von (17) und (21) ergibt sich, daß für die positiven Knotenpunkte $a'_k = a_k = f(n' - n)$ ist. Wenn nichts anderes bemerkt, sind im folgenden immer die positiven Haupt- und Knotenpunkte gemeint. Bei der einfachen brechenden Fläche fallen je die Hauptpunkte H und H' und die Knotenpunkte K und K' zusammen, und zwar die Hauptpunkte in dem Flächenscheitel, die Knotenpunkte in dem Krümmungsmittelpunkt, es ist also $f = r/(n' - n)$, und der Abstand des bild- bzw. dingseitigen Brennpunktes ist $n'r/(n' - n)$ bzw. $-nr/(n' - n)$. Als Beispiel diene noch das Auge in Akkommodationsruhe, seine Brennweite ist 17,06 mm, die Abstände der ausgezeichneten Punkte von dem Scheitel S der Hornhaut sind $SH = 1{,}35$, $SH' = 1{,}60$, $SF = -15{,}71$, $SF' = 24{,}39$, $SK = 7{,}08$, $SK' = 7{,}33$. Dieser Fall wie der einer einfachen sammelnden Fläche entsprechen einem positiven f, bei negativem f kehrt sich die Lage der ausgezeichneten Punkte zueinander um. Für $n = n'$ ist $a'_k = a_k = 0$, jeder Knotenpunkt fällt mit dem betreffenden Hauptpunkt zusammen, und $HF = H'F'$. Abb. 13 zeigt, wie man Bildlage und Größe bei gegebenen Haupt- und Brennebenen auf Grund von deren Bedeutung durch Zeichnen ermitteln kann. Die Strahlen durch den vorderen Brennpunkt F verlaufen im Bildraum parallel zur Achse FF' in einem Abstand $H'M' = HM$. Zu dem Dingstrahl O_1O_2 parallel der Achse ist der Bildstrahl durch den Brennpunkt F' und durch den Punkt N' festgelegt, wo $N'H' = NH$ ist. Da die Hauptpunkte hier zugleich Knotenpunkte sind, kann man zur Nachprüfung zu den Strahlen O_1H und O_2H noch die parallelen $H'O'_1$ und $H'O'_2$ ziehen.

Die Brennweite wird meist anders definiert, als wie es sich hier bei der Ableitung der Abbildungsgesetze ergab Diese Definitionen, die fur die Messung der Brennweite Bedeutung haben, sollen nun aus den Formeln (26) fur β und γ abgeleitet werden Laßt man namlich in dem Ausdruck fur β den Abstand $\mathfrak{x}$ bzw $\mathfrak{x}'$ unendlich groß werden und beachtet, daß $\beta = y' \, y$ ist, so kann man die kleine Neigung des parallelen Strahlenbundels $w = -y \, \mathfrak{x}$ und $w' = -y' \, \mathfrak{x}'$ setzen, und es ergibt sich so

$$f = -\frac{y'}{n w} = \frac{y}{n' w'} \tag{31}$$

Fuhrt man in denselben Grenzfallen in dem Ausdruck fur γ die Einfallshohe eines zur Achse parallelen Strahles $h = \mathfrak{x} u$ bzw $h' = \mathfrak{x}' u'$ ein und beachtet, daß $\gamma = u' \, u$ ist, so ergibt sich

$$f = \frac{h}{n' u'} = \frac{h'}{n u} \tag{32}$$

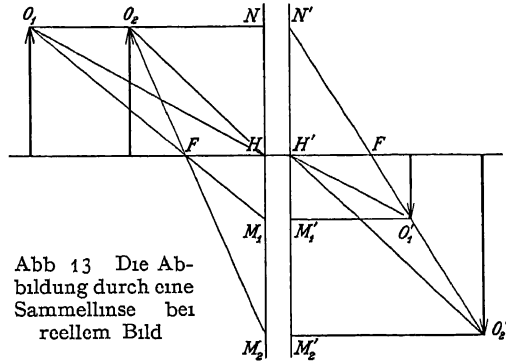



Abb 13 Die Abbildung durch eine Sammellinse bei reellem Bild

Fur $n = n' = 1$ ist also die Brennweite nach der ersten Formel gleich dem Verhaltnis der Bildgroße in der hinteren Brennebene zur Winkelgroße des Gegenstandes in unendlicher Entfernung bzw gleich der Dinggroße in der vorderen Brennebene zur Winkelgroße des zugehorigen Bildes Nach der zweiten Formel ist die Brennweite gleich dem Verhaltnis der Einfallshohe eines parallel zur Achse einfallenden Strahles zur Neigung des zugehorigen Bildstrahls bzw gleich der Austrittshohe eines parallel zur Achse im Bildraum verlaufenden Strahles zur Neigung des zugehorigen Bildstrahls, hiernach bezeichnet man ein System mit positiver Brennweite als sammelnd, mit negativer als zerstreuend

10 Sonderfalle von abbildenden Systemen Fur die weitere Untersuchung beschranken wir uns auf Systeme, in denen das erste und letzte Mittel Luft ist, also $n_1 = n'_k = 1$ Es verschwinden nun n und n' aus den oben gegebenen Formeln, die Haupt- und Knotenpunkte fallen zusammen Fur die Zusammensetzung eines Systems aus zwei Teilsystemen mit beliebig vielen Flachen mit den Brennweiten f_1 und f_2, wenn das erste und letzte Mittel die Brechzahl 1 hat, sei der Abstand des dingseitigen Hauptpunktes des zweiten Systems vom bildseitigen des ersten $= A$, die Brechzahl des Mittels zwischen den Teilsystemen n, dann ist das Verhaltnis der Einfallshohe eines parallel zur Achse in das erste System eintretenden Strahles in der bildseitigen Hauptebene dieses Systems zu der Einfallshohe h_2 in der dingseitigen Hauptebene des zweiten Systems $h_1 \, h_2 = a'_1 \, a_2 = 1 \, (1 - A \, n/f_1)$ Der Abstand a'_F des Brennpunktes des ganzen Systems von dem bildseitigen Hauptpunkt des zweiten Systems ist nach (21)

$$\frac{1}{a'_F} = \frac{h_1}{h_2}\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} \tag{33}$$

Fur die Brennweite des gesamten Systems f gilt

$$f = \frac{h_1}{h_2} a'_F = -\frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - \frac{A}{n}} \tag{34}$$

Der Abstand des vorderen Brennpunktes vom dingseitigen Hauptpunkt des ersten Teilsystems ergibt sich entsprechend aus dem umgekehrten Strahlengang Fur die dicke Linse in Luft mit den Radien r_1 und r_2 (r ist positiv, wenn die Kugelflache dem einfallenden Licht die erhabene Seite zukehrt), deren Kehr-

werte, die Krummungen, mit ϱ_1 und ϱ_2 bezeichnet werden sollen, der Dicke d und der Brechzahl n ergibt sich daraus fur die Starke

$$\varphi = (n-1)(\varrho_1 - \varrho_2) + \frac{(n-1)^2}{n} d\varrho_1\varrho_2 \tag{35}$$

Fuhrt man die Abkurzung $R = n(r_2 - r_1) + (n-1)d$ ein, so ergibt sich fur die Brennweite f, den Abstand s_F des vorderen Brennpunkts von der Vorderflache und den Abstand $s'_{F'}$ des hinteren von der Hinterflache

$$f = \frac{n r_1 r_2}{(n-1)R}, \qquad s_F = -\frac{r_1(n r_1 + R)}{(n-1)R}, \qquad s'_{F'} = \frac{r_2(n r_2 - R)}{(n-1)R} \tag{36}$$

Fur die Hauptpunktsabstande s_H und $s'_{H'}$ von den Linsenscheiteln gilt

$$s_H = -\frac{r_1 d}{R}, \qquad s'_{H'} = -\frac{r_2 d}{R} \tag{37}$$

Fur den Abstand der Hauptpunkte i voneinander gilt, wenn d klein gegen $r_2 - r_1$ ist, $i = (n-1)d/n$, fur die dunne Linse gilt ($d = 0$)

$$\varphi = (n-1)(\varrho_1 - \varrho_2) \tag{38}$$

Fur eine Folge von dunnen, sich beruhrenden Linsen gilt fur die Gesamtstarke $\Phi = \sum_1^l \varphi_\nu$ Bei der dunnen Linse wie beim dunnen Linsensystem fallen die Hauptpunkte zusammen und in den gemeinsamen Linsenscheitel Der Abstand des Brennpunktes davon ist gleich der Brennweite Fur zwei dunne Linsen im Abstand A gilt

$$\Phi = \varphi_1 + \varphi_2 - A\varphi_1\varphi_2 \tag{39}$$

Fur den Kugelspiegel ist $f = -r/2$, d h der Brennpunkt liegt mitten zwischen Scheitel und Krummungsmittelpunkt, der Hohlspiegel wirkt also wie eine Sammellinse, der erhabene Spiegel wie eine Zerstreuungslinse, wenn man nur beachtet, daß im Ding- wie im Bildraum das Vorzeichen von Strecken auf der Achse jeweils in der Lichtrichtung positiv ist, die aber fur Ding und Bild verschieden ist Abb 14 zeigt, wie fur einen Hohlspiegel S mit dem Kugelmittelpunkt M und dem Brennpunkt $F = F'$ zu einem Ding Pp das Bild $P'p'$ gefunden wird, indem man die Eigenschaften von Brennpunkt und Kugelmittelpunkt benutzt

Abb 14 Die Abbildung durch einen Hohlspiegel bei reellem Bild

Auch die Zusammensetzung der Abbildung von spiegelnden Flachen unter sich wie mit brechenden Flachen erfolgt nach den obigen Formeln, wie bei ebenen Spiegeln ist aber das Bild einer ungeraden Anzahl von Spiegelungen spiegelverkehrt

Wenn nun der Dingpunkt im Sinne der Lichtrichtung auf der Achse wandert, so andern sich Bildlage und Bildgroße Das Bild wandert dabei in der gleichen Richtung, bei positiver Brennweite nimmt die Vergroßerung fortwahrend ab, bei negativer zu Wandert bei positiver Brennweite der Gegenstand auf der Achse von ∞ uber den vorderen negativen Hauptpunkt, den vorderen Brennpunkt, den vorderen Hauptpunkt bis ∞, so wandert das Bild vom hinteren Brennpunkt uber den hinteren negativen Hauptpunkt, ∞, den hinteren Hauptpunkt bis zum hinteren Brennpunkt, die Vergroßerung geht dabei von 0 uber -1, ∞, $+1$ zu 0 Bei negativer Brennweite entsprechen denselben Vergroßerungen entgegen-

gesetzte Vorzeichen für Bild- und Dinglage. Negative Vorzeichen von β bedeuten umgekehrtes Bild. Bei einem dünnen Linsensystem werden also bei Umkehrung des Vorzeichens der Brennweite reelle Ding- und Bildpunkte virtuell und umgekehrt. Die Winkelvergrößerung ist immer der Kehrwert der Quervergrößerung. Die Vergrößerung eines kleinen Stückes der Achse, das Verhältnis der Schnelligkeit des Wanderns von Bild und Ding, ist nach (20) das Quadrat der Quervergrößerung. Abb. 13 und 15 zeigen bei der Sammellinse für einige Dinglagen, wie man mit

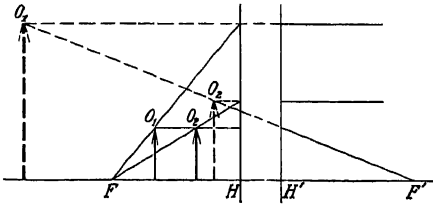



Abb. 15. Die Abbildung durch eine Sammellinse bei virtuellem Bild.

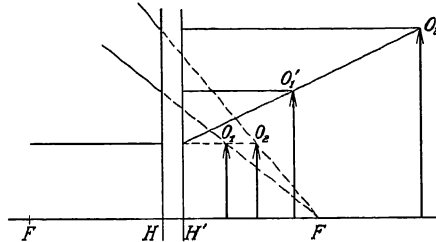



Abb. 16. Die Abbildung durch eine Zerstreuungslinse bei reellem Bild.

Hilfe der ausgezeichneten Punkte Bildlage und -größe konstruiert, Abb. 16 gilt für die Zerstreuungslinse, bei der F und F' umgekehrt liegen.

11. Das teleskopische System. Wenn bei der Zusammensetzung eines Systems aus zwei Teilen der hintere Brennpunkt des ersten Teils mit dem vorderen des zweiten zusammenfällt, so wird die Gesamtbrennweite unendlich. Parallel einfallende Strahlen, auch wenn sie zur Achse geneigt sind, haben ihren Vereinigungspunkt in der gemeinsamen Brennebene F der Teilsysteme (Abb. 17). Sie treten daher auch parallel aus. Es ist dies der Fall des Fernrohrs, wenn Ding und Bild im Unendlichen liegen. Daraus, daß ein Strahl, der zur Achse parallel ist, wieder parallel austritt, ergibt sich, daß die Quervergrößerung einen festen, von der Dinglage unabhängigen Wert hat, dann sind aber auch Winkel- und Tiefenvergrößerung konstant. Daß die Winkelvergrößerung unabhängig von der Lage der zugeordneten Punkte ist, folgt auch daraus, daß ein schräg einfallendes paralleles Strahlenbündel, dessen Strahlen die Achse in den Dingpunkten schneiden, wieder als solches austritt. Man bezeichnet ein solches System mit fester Vergrößerung auch als teleskopisch, afokal. Wenn man berücksichtigt, daß für die gemeinsame Brennebene die Neigung eines Strahls $u_2 = u_1'$ und die Durchtrittshöhe $y_2 = y_1'$ ist, wobei die Zeichen 1 und 2 sich auf das erste und zweite Teilsystem beziehen, so folgt aus den Gleichungen (31) und (32) für die festen Werte B und Γ der Quer- und Winkelvergrößerung

Abb. 17. Die Abbildung durch ein teleskopisches System.

$$\mathrm{B} = -f_2/f_1, \qquad \Gamma = -f_1/f_2 \tag{40}$$

Die Lage des Bildpunktes findet man mit Hilfe der Tiefenvergrößerung B^2, die hier auch für endliche Strecken denselben Wert wie für kleine hat, indem man den Abstand des Ding- bzw. Bildpunktes von der Ding- bzw. Bildebene eines zugeordneten Paares von Ebenen rechnet, z. B. von der vorderen Hauptebene des ersten Teilsystems bzw. ihrem Bild durch das ganze System, in Abb. 17 mit

P und P' bezeichnet Hierher gehört auch der Fall der GAUSSischen Abbildung durch eine planparallele Platte von der Dicke d Da senkrecht zur Platte eintretende Strahlen ungebrochen bleiben, ist $\mathrm{B} = 1$ und daher auch $\Gamma = 1$, Bild und Gegenstand sind daher kongruent Zugeordnete Punkte sind aber um ein festes Stück in Richtung der Senkrechten zur Platte verschoben Wie man aus Abb 4 für einen Punkt in der Eintrittsebene folgert, ist der Abstand des Bildpunktes von der Austrittsebene $d\ n$, die Verschiebung $(n-1)d\ n$ in der Lichtrichtung, wenn u klein angenommen wird Es ist, als ob statt der Glasplatte eine Luftplatte mit der Dicke $d\ n$ durchlaufen wäre Man spricht daher von dem auf Luft umgerechneten Glasweg, rechnet man für die Glasplatte mit diesem Weg, so wird der Abstand des Vereinigungspunktes der Strahlen von einem Bezugspunkte durch das Einschalten der Platte nicht geändert Da das Bild dem Auge so genähert ist, erscheint es unter größerem Sehwinkel, d h vergrößert, wenn nicht seine Entfernung groß gegen die Plattendicke ist Auch Systeme von brechenden Prismen sind teleskopische Systeme, für die Abbildung gelten die obigen allgemeinen, nicht auf die Achse beschränkten Abbildungsgleichungen im Hauptschnitt und im dazu senkrechten Schnitte, insbesondere gelten die Beziehungen zwischen den verschiedenen Vergrößerungen Im Falle des Minimums der Ablenkung ist β im und senkrecht zum Hauptschnitt gleich, mithin auch die Tiefenvergrößerung, der vorhandene Astigmatismus ist also nur durch die verschiedene Lage der Grundebenen für die beiden Schnitte bedingt, ist also von der Dinglage unabhängig, wie schon in Ziff 4 erwähnt Diese Unabhängigkeit gilt auch für den Astigmatismus bei schiefem Durchgang durch die Planplatte

12 SEIDELS Theorie der Bildfehler Wenn von einem Dingpunkt ein Strahlenbündel endlicher Öffnung ausgeht, so werden die Strahlen nach dem Durchtritt durch das System nicht wieder genau in einem Punkt vereinigt, man erhält vielmehr auf dem Auffangschirm eine Zerstreuungsfigur, die nun näher untersucht werden soll Zu dem Zweck kann man eine genügende Anzahl passend ausgewählter Strahlen trigonometrisch durchrechnen und die Durchtrittsstellen in einer zur Achse oder zum Leitstrahl senkrechten Ebene in der Nähe der engsten Einschnürung des Bündels auf der Bildseite bestimmen Es genügt die Untersuchung der Abbildung einer beliebigen achsensenkrechten Ebene Wir wählen zunächst als Auffangebene die GAUSSische Bildebene, d h die achsensenkrechte Ebene in dem GAUSSischen Achsenbildpunkt Der Punkt O in der Dingebene (Abb 18), von dem die Strahlen ausgehen, sei durch den Abstand y von der Achse gegeben, die durch diesen Punkt und die Achse gelegte Ebene werde als Hauptschnitt bezeichnet

Abb 18 Zu SEIDELS Theorie

Um einen Strahl festzulegen, wird als zweiter Punkt Q auf ihm der Durchstoßungspunkt mit der Ebene der Eintrittspupille gewählt, die die Öffnung der von der Dingebene ausgehenden Strahlenbündel begrenzt und deren Mitte der Kreuzungspunkt der Hauptstrahlen ist (Ziff 24) Der Abstand des Punktes Q vom Hauptschnitt sei h_s, und der Abstand seiner Projektion in diesen Schnitt von der Achse sei h_t, h_s und h_t sind die Komponenten des Abstandes des Punktes Q von der Achse Die entsprechenden Komponenten des Abstandes des Durchstoßungspunktes auf dem Auffangschirm, gerechnet von dem zu O gehörigen, durch den Hauptstrahl bestimmten Bildpunkt O' in der Auffangebene, seien δ_s und δ_t Man kann nun auf Grund der Durchrechnung δ_s und δ_t als Funktionen von y, h_t und h_s darstellen oder auch als Funktionen dieser Größen dividiert durch den Abstand der Dingebene von der Eintritts-

pupille, der Hauptstrahlneigung w und der Komponenten u_t und u_s des Öffnungswinkels, es können ferner statt der Größen für den Dingraum die entsprechenden in dem Bildraum gewählt werden. Entwickelt man nun diese Funktionen nach Potenzen der Veränderlichen, so können wegen der Achsensymmetrie die Veränderlichen allein oder ihre Produkte, wenn man hier die Potenzzahlen der Faktoren addiert, nur in ungeraden Potenzen vorkommen. Durch die Wahl der GAUSSischen Bildebene sind die der ersten Potenz entsprechenden weggefallen. In erster Näherung sind also die Größen δ_s und δ_t Funktionen, in denen die Veränderlichen zusammen oder einzeln in der dritten Potenz vorkommen, und zwar ergibt die Ableitung nach SEIDEL[1]

$$\delta_s = A\,(u_t^2 + u_s^2)\,u_t + B\,(3\,u_t^2 + u_s^2)\,w + C\,u_t w^2 + E\,w^3, \tag{41}$$

$$\delta_t = A\,(u_t^2 + u_s^2)\,u_s + 2\,B\,u_t u_s w + D\,u_s w^2 \tag{42}$$

Als Beispiel mögen hier die Werte von δ_s und δ_t für das Königsberger Heliometerobjektiv von FRAUNHOFER mit herangezogen werden, dessen Durchmesser 158 und dessen Brennweite 2553 mm beträgt. Es ist von STEINHEIL[2] sowohl für einen Dingpunkt in der Achse wie für einen solchen in 48′ Winkelabstand davon durchrechnet worden. Es wurden in drei Zonen mit einem Drittel, zwei Drittel und vollem Durchmesser des Objektivs je acht Strahlen in gleichen Abständen, von denen zwei im Hauptschnitt lagen, durchgerechnet, und zwar sowohl für das Objektiv mit den vorhandenen kleinen Resten von sphärischer Abweichung und Koma als auch nach Beseitigung dieser durch kleine Radienänderung. Die Ergebnisse der Rechnungen STEINHEILs für den ersten Fall werden mit guter Annäherung durch den Ansatz nach (41) und (42) dargestellt, wenn man $A = -56$, $B = +264$, $C = -1872$ und $D = -759$ setzt, u_t, u_s und w gelten für den Bildraum und sind in Bogenmaß zu nehmen, w außerdem positiv. Für das ursprüngliche Objektiv sind die Radien, Dicken und Brechzahlen in Ziff 39 aufgeführt, die von STEINHEIL gefundenen Abweichungen in Abb 25 dargestellt.

13 Die Verzeichnung Für die Kennzeichnung der Art der Zerstreuungsfigur und insbesondere für ihre Verkleinerung bei der Berechnung eines optischen Systems ist es nun zweckmäßig, die einzelnen Glieder des obigen Ausdrucks als verschiedene Bildfehler zu deuten. Dabei ist das, was den Bildfehler kennzeichnet und bei den Gliedern mit A, B, C, D die Art der Strahlenvereinigung bestimmt, allein dadurch gegeben, welche Potenzen von u_s, u_t, w vorkommen. Die Konstanten A, B, C, D, E betreffen nur die Größe des Bildfehlers, wie sie aus den gegebenen Daten des Systems zu berechnen sind, wird hier nicht erörtert. Untersuchen wir zunächst die Zerstreuungsfigur außer der Achse, so bedeutet das Glied mit w^3 eine Abweichung des Durchstoßungspunktes des Hauptstrahls von dem GAUSSischen Bildpunkt außer der Achse. Es ist der Fehler der Verzeichnung, der schon in Ziff 4 behandelt wurde. Meist gibt man die Verzeichnung in Prozenten der Größe des Bildes an, sie ist dann w^2 proportional. Infolge der Verzeichnung werden Gerade in der Dingebene, die nicht durch die Achse gehen, als gekrümmte Linien wiedergegeben. Zu einer Dinggeraden im Abstand y von der Achse gehört statt einer Bildgeraden im Abstand $y' = \beta y$ von der Achse eine gekrümmte Linie im Abstand $y' + dy'$, deren Krümmungsradius genähert $= y'^2 : 2dy'$ ist. Man unterscheidet kissen- und tonnenförmige Verzeichnung, je nachdem die gekrümmten Linien ihre erhabene oder hohle Seite

[1] Astr Nachr 43, S 289 (1856), von neueren Darstellungen seien nur erwähnt KERBER, Beiträge zur Dioptrik, Heft 2 Leipzig Fock 1896 (auch in v ROHR, Die Bilderzeugung in optischen Instrumenten Berlin Julius Springer 1904) Z f Instrk 41, S 289 (1921), SCHWARZSCHILD, Gott Abh NF 4, Nr 1 (1905) RAYLEIGH, Phil Mag 15, S 677 (1908)

[2] Münch Ak Ber 19 S 413 (1889)

der Achse zukehren Fur die Verzeichnungsfreiheit (Orthoskopie) gilt als Bedingung

$$\frac{y'}{y} = \frac{\xi' + \Delta_p' \operatorname{tg} w'}{\xi + \Delta_p \operatorname{tg} w} = \beta, \tag{43}$$

wo ξ der Abstand der Dingebene vom Kreuzungspunkt P der Hauptstrahlen im Dingraum und ξ' der Abstand der Bildebene (achsensenkrechten Auffangebene nach Ziff 24) vom Kreuzungspunkt P' der Hauptstrahlen im Bildraum Δ_p bzw Δ_p' die spharische Langsabweichung von P bzw P' fur die Hauptstrahlneigung w bzw w' im Ding- bzw Bildraum ist[1] Nur in diesem Fall werden Gerade in der Dingebene als Gerade wiedergegeben Die Verzeichnung ist bei dem Heliometerobjektiv Null, ist namlich bei einem Objektiv die Dicke gering gegen die Brennweite und kreuzen sich die Hauptstrahlen im Objektiv, so heben sich die Brechungen beim Ein- und Austritt fur jede Linse nahezu auf, und bei maßiger Große von w tritt daher keine Verzeichnung auf, die Bildgroße in der Brennebene ist $y' = f \operatorname{tg} w$ Uber die Verzeichnung durch eine Planplatte siehe Ludendorff und Zaar[2]

14 Bildkrummung und Astigmatismus Die weiteren Fehler sind von u_s und u_t abhangig, sie betreffen daher die Strahlenvereinigung, die Scharfe des

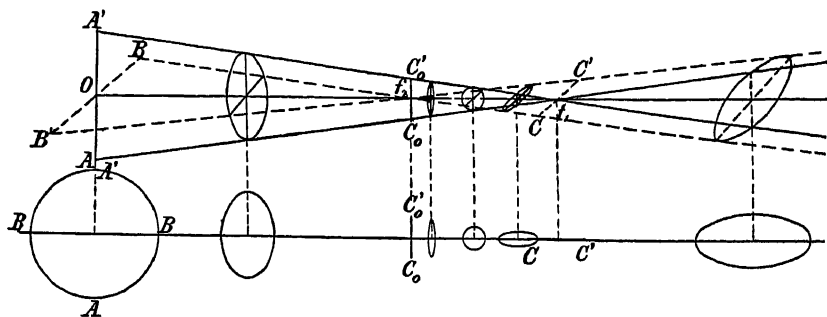



Abb 19 Ein mit Astigmatismus behaftetes Bundel

Bildes Wir nehmen zunachst an, daß das Bundel so eng ist, daß nur die Glieder mit u_t und u_s zu berucksichtigen sind Es mogen nun fur Kreise in der Öffnung, deren Mitten in der Achse liegen, kurz fur Zonen der Öffnung, die entsprechenden Kurven in der Zerstreuungsfigur untersucht werden Statt der Kreise in der Öffnung kann man auch Quadrate wahlen, deren Seiten gleichen Werten von u_t und u_s entsprechen Im allgemeinen entsprechen den Kreisen hier elliptische Abweichungskurven, den Quadraten Rechtecke Alle dem Hauptschnitt parallele ebene Buschel haben dieselbe Seitenabweichung und damit auch dieselbe Langsabweichung $\delta_t\, u_t'$ ihres Schnittpunktes Diese Schnittpunkte bilden so eine kurze, achsensenkrechte Gerade, die tangentiale Brennlinie f_2 in Abb 19, das Entsprechende gilt fur die zum Hauptschnitt senkrechten ebenen Buschel, sie bestimmen eine sagittale Brennlinie f_1, die aber an anderer Stelle des Hauptstrahls liegt wie die tangentiale Die Lage dieser beiden Brennlinien kann mit Hilfe von Formel (28) gefunden werden Da hier die Strahlen eines Bundels auch bei enger Öffnung nicht mehr in einem Bildpunkt vereinigt werden, nennt man das Bundel astigmatisch (Ziff 4), der Abstand $f_1 f_2$ der Brennlinien, die Brennstrecke, dient als Maß des Astigmatismus Abb 19 zeigt, wie sich bei Verschiebung

[1] v Rohr Z f Instrk 17, S 271 (1897), 18, S 4 (1898)

[2] Ludendorff, A N 166 S 162 (1904), Zaar, Phot Korr 56, S 301 (1919), Arch f Photogrammetrie 6, S 182 (1919/23)

der Auffangebene in der Achsenrichtung der Querschnitt eines astigmatischen Bündels bei kreisförmiger Öffnung ändert, in der Mitte der Brennstrecke ist die Zerstreuungsfigur ein Kreis. Diese Erscheinung bei Änderung der Einstellung zeigt auch das Heliometerobjektiv nach Hebung der Restfehler. Man kann die Erscheinung bei einem größeren Fernrohr an dem Sternbild nicht zu weit außer der Achse bei monochromatischem Licht gut beobachten (s. auch Ziff. 32). Da der Abstand der Brennlinien von der GAUSSischen Bildebene mit w^2 wächst, liegen innerhalb der hier geltenden Näherung die tangentialen bzw. sagittalen Brennlinien je auf einer die GAUSSische Bildebene in der Achse berührenden Kugel mit einer C bzw. D proportionalen Krümmung (Kehrwert des Radius) ϱ_t bzw. ϱ_s. Handelt es sich um die Abbildung eines durch die Achse gehenden geraden Durchmessers in einer achsensenkrechten Ebene, so liegen die sagittalen Brennlinien sich überdeckend in einem Durchmesser als scharfes Bild, die Gesamtheit solcher Durchmesser wird so auf der sagittalen Bildkugel scharf abgebildet. Handelt es sich dagegen um die Abbildung von zur Achse konzentrischen Kreisen in dieser Dingebene, so sind die Bilder wieder zur Achse konzentrische, scharfe Kreise, deren Gesamtheit auf der tangentialen Bildkugel liegt. Diese Linien nennt man abbildbare Linien. Zu anderen Linien gibt es überhaupt kein scharfes Bild. Den Unterschied der beiden Bildkrümmungen $\varrho_t - \varrho_s$ bezeichnet man als den Astigmatismus schiefer Bündel des Systems, spricht man von dem Astigmatismus für eine bestimmte Hauptstrahlneigung oder von dem eines Bündels, so ist der Abstand der Brennlinien gemeint, das Fremdwort drückt aus, daß die Strahlen nicht in einem Punkt zusammenlaufen. Den Mittelwert von ϱ_t und ϱ_s nennt man die Bildfeldkrümmung im übertragenen Sinne. Ist $\varrho_t - \varrho_s = 0$, so nennt man das System für das vorliegende Feld punktuell abbildend oder astigmatisch korrigiert, ist $\varrho_t + \varrho_s = 0$, so nennt man es auf Bildfeldebnung im übertragenen Sinne korrigiert, ist $\varrho_t = \varrho_s = 0$, so besitzt das System Ebnung des punktuellen Feldes oder anastigmatische Bildfeldebnung, es ist anastigmatisch.

15. Die Koma. Die Glieder mit dem Faktor B werden als die Koma bezeichnet, der Name gründet sich auf die schweifartige Unsymmetrie der Zerstreuungsfigur. Bei kleiner Hauptstrahlenneigung und -öffnung, wie es hier der Fall ist, haben die drei Glieder den gleichen Faktor, bei endlicher Hauptstrahlenneigung und kleiner Öffnung haben nur die Glieder mit u_s^2 und $u_s u_t$ den gleichen Faktor. In Abb. 20a ist für das halbe Objektiv mit quadratischer Öffnung und mit Halftungslinie im Hauptschnitt die Zerstreuungsfigur in der GAUSSischen Bildebene für einen nur mit Koma behafteten Bildpunkt dargestellt, den ausgezogenen bzw. gestrichelten Geraden in der Öffnung entsprechen die gleichbezeichneten Linien in der Zerstreuungsfigur. Der Kürze des Ausdrucks wegen werde der Hauptschnitt senkrecht angenommen. Entsprechend dem Glied mit u_t^2 treffen Strahlen im Hauptschnitt, die gleich viel über und unter der Mitte die Öffnungsblende durchsetzen, dieselben Punkte in der Zerstreuungsfigur. Abb. 21 stellt die u_t proportionale Längsabweichung außer der Achse im Hauptschnitt dar, den in S_2 und S_{II} einfallenden Strahlen entsprechen die Längsabweichungen 0, 2 und 0, II. Strahlen, die die Öffnungsblende symmetrisch zu einem waagerechten Durchmesser durchsetzen, treffen die Figur in Punkten, die symmetrisch zum Hauptschnitt liegen. Die lineare Durchbiegung der den horizontalen Öffnungsgeraden entsprechenden Linien ist für alle gleich und auf das Glied mit u_s^2 zurückzuführen. Das Glied mit $u_s u_t$ bringt zum Ausdruck, daß die sagittale Schnittweite sich mit der Höhe ändert, in der das sagittale Büschel die Öffnung durchsetzt. Die Breitenerstreckung der den Öffnungswaagerechten entsprechenden Linien nimmt mit der Durchtrittshöhe gleichmäßig zu, dadurch ist der einem

Dreieck mit gekrümmten Linien entsprechende Umriß der Zerstreuungsfigur bedingt. Statt die Zerstreuungsfigur entsprechend rechtwinkligen Öffnungs-

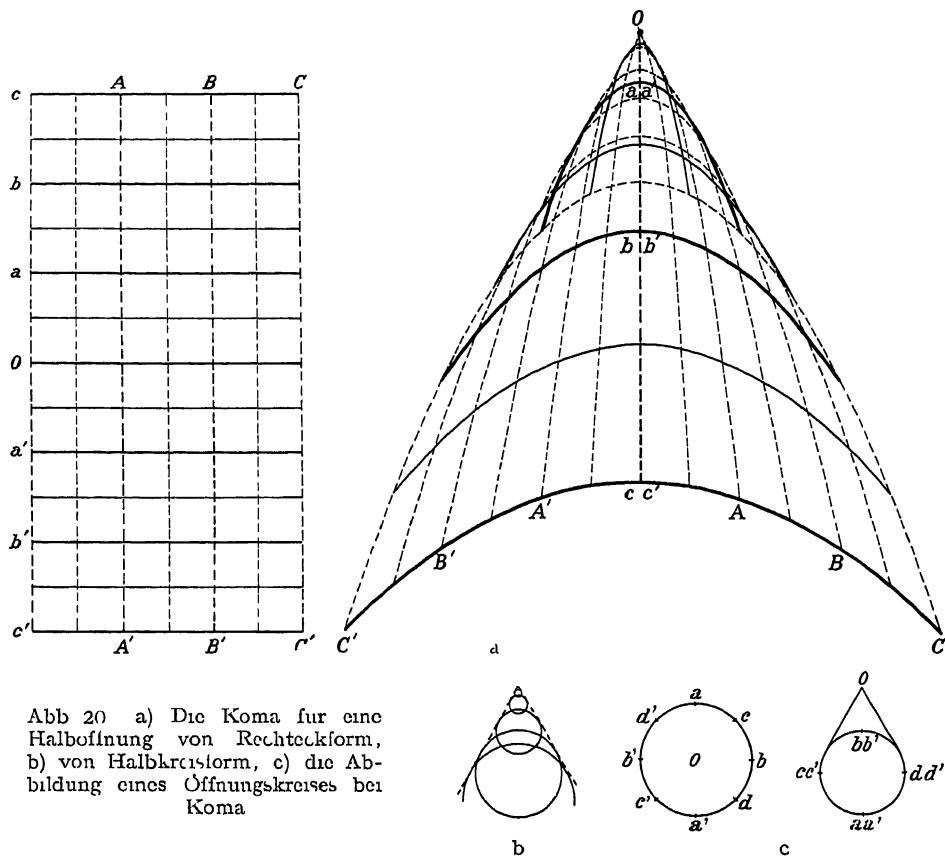



Abb. 20. a) Die Koma für eine Halböffnung von Rechteckform, b) von Halbkreisform, c) die Abbildung eines Öffnungskreises bei Koma.

koordinaten darzustellen, kann man sie auch entsprechend Polarkoordinaten darstellen. Diese Art gibt aber nicht wie die erste ein unmittelbares Bild der Lichtverteilung der Zerstreuungsfigur auf Grund der geometrischen Optik. Den Öffnungshalbkreisen mit wachsendem Durchmesser entsprechen hier Zerstreuungskreise mit wachsendem Durchmesser und wachsender Exzentrizität, die von zwei Geraden berührt werden, die mit dem Hauptschnitt einen Winkel von 30° bilden (Abb. 20b). Wie Abb. 20c zeigt, entspricht

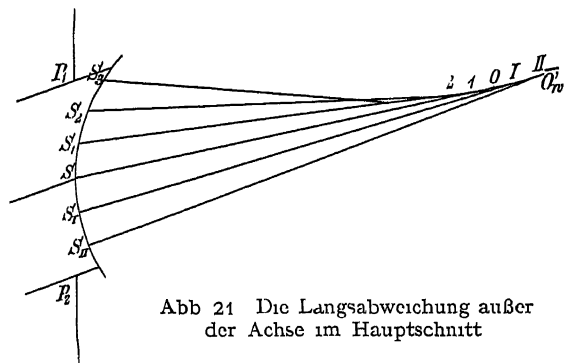



Abb. 21. Die Längsabweichung außer der Achse im Hauptschnitt.

dem Polarwinkel in der Öffnung der doppelte in der Zerstreuungsfigur, einem Punkt der Zerstreuungsfigur entsprechen im großen und ganzen zwei Punkte der Öffnung. Abb. 22 zeigt in photographischer Aufnahme, wie das Aussehen eines

Bildpunktes, einer Geraden im Hauptschnitt und einer solchen senkrecht dazu durch die Koma verändert wird

Bei dem Parabolspiegel ist für einen unendlich fernen Bildpunkt das Bild außer mit Koma noch mit tangentialer Bildkrümmung behaftet, es tritt also noch ein Glied mit u_t hinzu Abb 23a zeigt die der Hälfte einer gleichen quadratischen Öffnung entsprechende Zerstreuungsfigur eines außeraxialen Bildpunktes Strahlen im Hauptschnitt, die gleich viel über oder unter der Mitte der Öffnung durchgehen, fallen hier nicht mehr in denselben Punkt der GAUSSischen Bildebene Entsprechend ist, roh ausgedrückt, die eine Hälfte der Zerstreuungsfigur gegenüber der reinen Koma in senkrechter Richtung zusammengedrückt, die andere gestreckt *a*, *b*, *c* entsprechen den halben Öffnungswinkeln $u = 1, 2, 3°$ O ist der

a b c

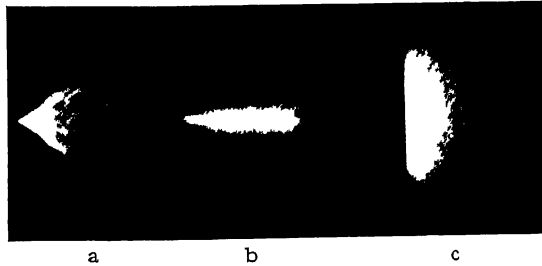



Abb 22 Das mit Koma behaftete Bild a) eines Punktes, b) einer Geraden im Hauptschnitt, c) einer solchen senkrecht dazu

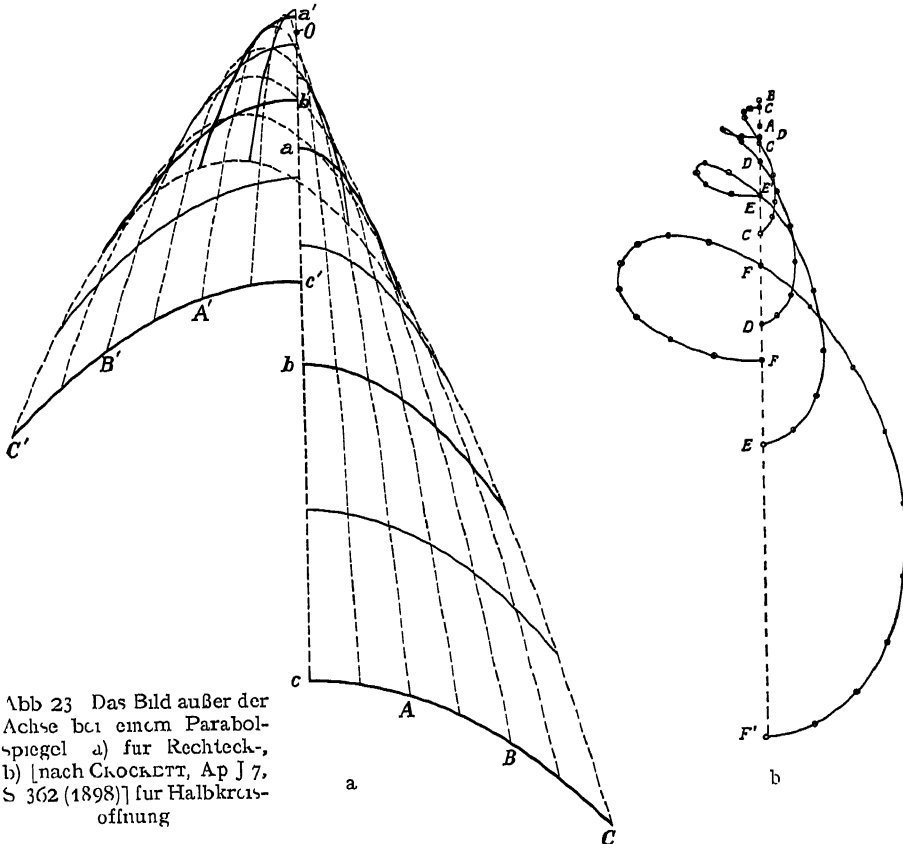



Abb 23 Das Bild außer der Achse bei einem Parabolspiegel a) für Rechteck-, b) [nach CROCKETT, Ap J 7, S 362 (1898)] für Halbkreisöffnung

Durchstoßungspunkt des Hauptstrahls, w ist 1° Abb 23b zeigt die Zerstreuungsfigur für den Parabolspiegel entsprechend konzentrischen Öffnungskreisen

Die mit C, D, E, F beginnenden Kurven entsprechen $u = 1, 1^1/_2, 2, 3°$, A ist der Durchstoßungspunkt des Hauptstrahls, $AF = 0{,}00002F$ Die dichteste Strahlenvereinigung liegt nach der Achse zu Es sei noch bemerkt, daß die beiden Einhüllenden der Kurven die äußere Begrenzung des Doppelschweifes in dem Sternbild nach Abb 80a darstellen Für kleine w und große u nähert sich das Aussehen des Sternbildes beim Parabolspiegel immer mehr der reinen Koma

Endlich kann man noch ein einfaches Kennzeichen für die Aufhebung der Koma bei endlicher Öffnung und kleiner Hauptstrahlenneigung angeben, die ABBEsche Sinusbedingung In der von STAEBLE[1] erweiterten Form lautet sie Im axialen Büschel muß sich das Verhältnis $\sin u' \sin u$ mit u in demselben Verhältnis ändern wie die Schnittweite des Bildstrahls, gerechnet von dem Kreuzungspunkt der bildseitigen Hauptstrahlen

16. Die sphärische Abweichung Die Glieder mit dem Koeffizienten A hängen nicht mehr von w ab, sie liefern also in und außer der Achse denselben Beitrag Es genügt daher, diesen Fehler für den Achsenpunkt zu untersuchen Infolge der Achsensymmetrie hat die Seitenabweichung denselben Polarwinkel wie der Durchstoßungspunkt in der Öffnung, und die radiale Seitenabweichung δ ist der dritten Potenz des radialen Öffnungswinkels u proportional Man bezeichnet diesen Bildfehler als die sphärische Seitenabweichung in der Achse Gegebenen Zonen der Öffnung entsprechen konzentrische Kreise der Zerstreuungsfigur Die Strahlen eines jeden Kreises schneiden sich in einem Punkt der Achse Man spricht daher auch von sphärischer Längsabweichung δu für eine bestimmte Zone der Öffnung, die der zweiten Potenz des Öffnungswinkels proportional ist (Abb 24), und unterscheidet sphärische Über- und Unterkorrektion, je nachdem $s'_{Rd} - s'_d$ positiv oder negativ ist Wenn man in dem Ausdruck für die sphärische Seitenabweichung u_t durch $u_t + mw$ ersetzt, so erhält man für δ_t und δ_s Werte von der gleichen Art wie in Ziff 12, d h der Bau eines schiefen Bündels ist von der gleichen Art wie der des exzentrischen Teils eines axialen Bündels

Abb 24 Die sphärische Abweichung einer einfachen Sammellinse

Endlich möge noch die Zerstreuungsfigur in der GAUSSischen Bildebene für das einbeschriebene Quadrat der Öffnung des Heliometerobjektivs behandelt werden (Abb 25, b zeigt das obere Stück 5mal vergrößert) Die tangentiale und sagittale Bildkrümmung gibt sich darin kund, daß für kleine Öffnung die

Abb 25 Das Bild außer der Achse beim Königsberger Heliometerobjektiv für eine Rechtecköffnung

[1] Münch Ak Ber 1919, S 163, LIHOTZKY, Wiener Ak Ber 128, S 85 (1919)

horizontale und die vertikale Gerade durch den Durchstoßungspunkt des Hauptstrahls eine merkliche Große haben Im allgemeinen entspricht ein Punkt der Zerstreuungsfigur nur einem Punkt der Öffnung Das Glied mit u_t^2 hat hier nur die Wirkung, daß die Durchtrittsstellen im Hauptschnitt nicht mehr symmetrisch sind Das Glied mit u_t^3 zieht die Durchstoßungspunkte am oberen und unteren Ende der Hauptschnittgeraden mehr auseinander Das Glied mit u_s^2 macht sich in der Durchbiegung der den Öffnungswaagerechten entsprechenden Linien geltend, die lineare Durchbiegung andert sich aber entsprechend $u_s^2 u_t$ mit der Durchtrittshohe in der Öffnung Ebenso andert sich entsprechend $u_s u_t^2$ die Breitenerstreckung dieser Linien nicht mehr gleichmaßig Das Glied mit u_s^3 bringt ferner zum Ausdruck, daß die Durchstoßungspunkte auf diesen Linien nach der Seite mehr auseinandergezogen sind Bezuglich der Darstellung fur Polarkoordinaten in der Öffnung sei auf STEINHEIL (Ziff 12) verwiesen

17 Zonenfehler Fur großere Öffnung und großere Hauptstrahlenneigung macht man von Reihenentwicklungen wenig Gebrauch Man spricht dann nur noch von der spharischen Langsabweichung fur eine bestimmte Zone Man rechnet fur verschiedene Zonen trigonometrisch durch und stellt die spharische Langsabweichung als Funktion der Einfallshohe in der Eintrittspupille dar

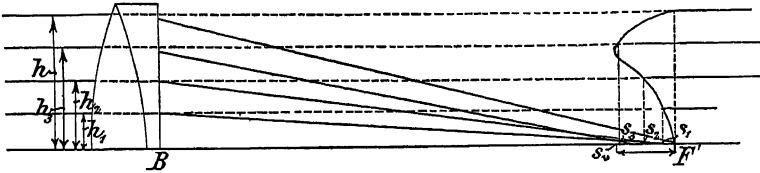



Abb 26 Der Zwischenfehler der spharischen Abweichung

Ist die spharische Abweichung in der Achse fur die Randzone der Öffnung Null, so spricht man von einer Hebung der spharischen Abweichung, obwohl im allgemeinen fur die mittleren Zonen noch spharische Abweichung besteht Diese Restabweichung bezeichnet man als Zone oder Zwischenfehler der spharischen Abweichung Der großte Abweichungswert kann als Maß des Zonenfehlers dienen Kann die spharische Abweichung auf die Form $Au^3 + Fu^5$ gebracht werden, so liegt das Maximum bei $u_{\max} \sqrt{0,5}$, man pflegt die Langsabweichung als Funktion der Einfallshohe darzustellen (Abb 26), in gleicher Weise pflegt man die Abstande der Punkte der sagittalen und tangentialen Bildflache von der GAUSSischen Bildebene fur einen Hauptschnitt als Funktion der Hauptstrahlenneigung w sowie auch die prozentische Verzeichnung graphisch darzustellen Ähnlich wie von Zwischenfehlern der Öffnung kann man hier von Gesichtsfeldzwischenfehlern als Abweichung von dem w^2 proportionalen Gang reden Abb 44b stellt die Bildkrummung fur ein PETZVALsches Objektiv dar Ebenso wie man die spharische Seitenabweichung fur eine endliche Öffnung definiert, konnte man dies auf Grund der Darstellung des Zerstreuungskreises fur rechtwinklige Öffnungskoordinaten auch fur die den Gliedern mit $u_s^2 t$, $u_t^2 u_s$, u_t^2, u_s^2 und $u_t u_s$ entsprechenden Bildfehler durchfuhren

18 Die PETZVALsche Bedingung Vorzugsweise werden die behandelten Bildfehler dadurch gehoben, daß man Sammel- und Zerstreuungslinsen mit entgegengesetzter Abweichung zusammenstellt Schon NEWTON bemerkte, daß man bei einem System, das aus einer Wasserlinse und zwei einschließenden Glaslinsen besteht, die spharische Abweichung heben kann Wegen seiner Wichtigkeit fur das photographische Objektiv verdient noch ein naheres Eingehen der Satz

von PETZVAL[1], von dem er selbst sagt, daß er hinter bedeutenden Reihenentwicklungen versteckt ist, aus denen er sich wie eine grunende Oase aus der Sandwuste heraushebt Es soll hier eine unmittelbare Ableitung gegeben werden Liegt bei einer Kugelflache der Kreuzungspunkt der Hauptstrahlen, die Blendenmitte, in dem Kugelmittelpunkt C, so gehort zu einer Dingkugel um C eine Bildkugel um C, fur deren Radien c und c' gilt die Formel (30) Ziff 9 Unter Beschrankung auf die SEIDELsche Theorie, aber bei beliebiger Lage der Blende auf der Achse soll nun weiter festgestellt werden, wie sich die Krummung der Bildflache mit der der Dingflache andert Die Anderung dieser kann durch das Quadrat des Abstandes l einer Strecke parallel der Achse von dieser, dividiert durch die doppelte Lange $2a$ dieser Strecke gemessen werden, die die Verschiebung eines Bildpunkts bei Anderung der Krummung darstellt, rechnet man die entsprechenden Bildgroßen aus und berucksichtigt die Beziehung (20) zwischen α und β (Ziff 9), so ergibt sich, daß die Anderung der Bildkrummung dieselbe ist wie die der Krummung der Dingflache, wenn beide durch die betreffende Brechzahl dividiert werden Es gilt also die Formel (30) Ziff 9 fur beliebige Krummung der Bildflache Es ist nun weiter zu untersuchen, wie sich die Bildkrummung mit der Verschiebung des Kreuzungspunktes der Hauptstrahlen andert, und zwar genugt dies fur den Fall, daß die Dingkugelflache zur Blende konzentrisch ist, da ja fur andere Krummungen dieser Flache die Anderung dieselbe ist Verlegt man nun bei einer brechenden Kugelflache den Hauptstrahl von der Lage aus, wo er durch den Kugelmittelpunkt geht, so ist die Anderung der sagittalen Schnittweite nach Ziff 4 die spharische Langsabweichung, der Unterschied der tangentialen und sagittalen Schnittweite aber doppelt so groß, mithin die Anderung der tangentialen Schnittweite dreimal so groß Wenn man also von der Krummung der Ding- und Bildflache bei Kreuzung der Hauptstrahlen vom Kugelmittelpunkt ausgeht, ist die Anderung der Krummung bei der tangentialen Bildflache von ϱ_0 auf ϱ_t dreimal so groß wie die der sagittalen von ϱ_0 auf ϱ_s, d h der Wert von $3\varrho_s - \varrho_t$ gleich dem Wert von $2\varrho_0$, das Gleiche gilt fur den Unterschied dieser Werte fur Bild- und Dingraum, je durch die Werte dieser Brechzahl dividiert Nun ist aber dieser Unterschied fur $2\varrho_0$ gleich $\frac{2}{r}\left(\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}\right)$ Summiert man uber ein System von brechenden Flachen, so ergibt sich fur die zu einer Achsensenkrechten gehorige Bildkrummung, wenn das erste und letzte Mittel Luft ist,

$$\varrho_t - 3\varrho_s = -2\sum\left[\frac{1}{r}\left(\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}\right)\right], \tag{44}$$

den Ausdruck rechts bezeichnet man wohl als die PETZVALsche Summe Ist diese nicht gleich Null, so kann man das System entweder so korrigieren, daß der Astigmatismus aufgehoben ($\varrho_t = \varrho_s$), das System punktuell abbildend ist, oder daß $\varrho_t + \varrho_s = 0$ ist, fur Bildfeldebnung im ubertragenen Sinne Stellt man im ersten Falle die Auffangebene so ein, daß die Zerstreuungskreise am Rande und in der Mitte gleich groß werden, im zweiten Falle in dem Achsenbildpunkt, so ist fur den Bildrand der Zerstreuungskreis gleich groß Ist die PETZVALsche Summe gleich Null, so ist anastigmatische Bildfeldebnung oder Ebnung des punktuellen Feldes in der Nahe der Achse vorhanden Die PETZVALsche Summe ist also ein Maß fur die erreichbare Korrektion in der Nahe der Achse, aber auch bei der Korrektion fur ein großeres Feld gibt sie einen Anhalt dafur, wie man durch Anderung ihres Betrages die Korrektion noch verbessern kann Wenn

---

[1] Bericht ub d Ergebnisse einiger dioptrischer Untersuchungen Pesth Hartleben 1843 Wiener Ber 24, S 50 (1857), s auch SCHIFFNER, Z f Math u Phys 54, S 92 (1907)

man diese Summe zugleich mit der Farbenlangsabweichung (Ziff 20) auf Null zu bringen sucht, bemerkt man, daß es von Vorteil ist, wenn Brechung und Dispersion der Glasarten gewissen Bedingungen genugen (hierauf beruht die Bedeutung der schweren Barytkrone fur die photographischen Objektive) und wenn ein Randstrahl des von einem Achsenpunkt ausgehenden Bundels die Flachen des Systems in erheblich verschiedenen Hohen durchsetzt

19 Das Wesen der Farbenabweichung Wie schon NEWTON[1] feststellte, wird ein weißer Lichtstrahl bei der Brechung in seine farbigen Bestandteile zerlegt, aus dem Lichtstrahl entsteht ein Buschel in der Einfallsebene mit der Spitze im Einfallspunkt, das auf dem Auffangschirm ein Spektrum liefert Nach der Wellentheorie werden die einzelnen Strahlen durch die verschiedenen Wellenlangen gekennzeichnet Um die beobachtete Erscheinung darzustellen, zerlegt man den einfallenden weißen Strahl in zusammenfallende farbige Strahlen, die jeder fur sich dem Brechungsgesetz folgen, fur die aber die Brechzahlen in den beiden Mitteln je verschieden sind Bei gut durchsichtigen Stoffen wachst die Brechzahl nach dem blauen Ende des Spektrums, also mit abnehmender Wellenlange, diese Strahlen werden starker gebrochen Den Unterschied der Brechzahlen fur verschiedene Wellenlangen nennt man die Dispersion (Farbenzerstreuung), zur Kennzeichnung der Brechung muß also die Brechzahl fur eine bestimmte Wellenlange und die Dispersion fur verschiedene Wellenlangenbezirke bekannt sein Die genaue Kenntnis der Dispersion der verwendeten Glasarten ist nun fur die praktische Optik von grundlegender Bedeutung Es ist das besondere Verdienst von FRAUNHOFER[2], ein Verfahren fur eine bequeme und sichere Messung geschaffen zu haben, indem er die Messung fur die nach ihm benannten dunklen Linien des Sonnenspektrums durchfuhrte Statt der dunklen Linien benutzt man heute helle Linien, insbesondere die von Na, H und Hg, meist wird die Brechzahl des Glases als n_D und die Dispersion als $n_F - n_C$ angegeben, die Indizes C, D, F kennzeichnen die FRAUNHOFERschen Linien mit den Wellenlangen 0,656, 0,589 und 0,486 μ Die Farbenzerstreuung des Lichtes ist eines der großten Hindernisse einer guten Strahlenvereinigung Alle die Abbildung kennzeichnenden Großen, die bei der Darstellung ihrer Abhangigkeit von den gegebenen Werten des Systems die Brechzahl enthalten, andern sich mit dieser Es andern sich so nicht nur die Lage und Große der Bilder, sondern auch die bisher untersuchten Bildfehler Es entsteht eine Reihe seitlich verschobener und hintereinanderliegender verschiedener Bilder mit verschiedener Strahlenvereinigung Alle diese Abweichungen faßt man als Farbenabweichungen (chromatische Aberrationen) zusammen Zur Feststellung dieser Fehler kann man das optische Gerat fur verschiedene Farben durchrechnen

Abb 27 Der Zerstreuungskreis der Farbenabweichung in der Achse

Will man wissen, welche Erscheinungen auftreten, wenn der Bildort auf der Achse sich mit der Farbe andert, so ist die Lichtverteilung in der Umgebung des Bildorts zu untersuchen Wir setzen zunachst so kleine Öffnung voraus, daß die spharische Abweichung als fur alle Farben gehoben gelten kann Den Unterschied der Schnittweiten Vs' fur zwei Farben bezeichnet man als Farbenlangsabweichung fur diese Farben Fur Beobachtungssysteme gibt man sie meist fur die Linien C und F an In Abb 27 sei O'_F der Schnittpunkt der F-Strahlen, O'_C der der C-Strahlen Einem einfallenden Dingstrahl mit der Neigung α

[1] Phil Trans abr 6—11 (1672—1676) Ostwalds Klass 96 S 74
[2] Munch Denkschr 5, S 193 (1814/5)

entsprechen im allgemeinen austretende Strahlen mit nur wenig verschiedener Neigung, so daß wir hier $u'_C = u'_F = u'$ setzen konnen Die C-Strahlen bilden im Bildpunkt F und ebenso die F-Strahlen im Bildpunkt C einen Zerstreuungskreis von gleicher Große Der Radius dieses Zerstreuungskreises $r_c = Vs' \operatorname{tg} u'$ ist gleich dem Durchmesser des Zerstreuungskreises mitten zwischen O'_C und O'_F und wird als Farbenseitenabweichung bezeichnet, sie gibt einen Anhalt fur die Bildverschlechterung (s Ziff 31) Dieser Zerstreuungskreis entspricht der engsten Einschnurung des Bundels An dieser Stelle entsteht fur eine mittlere Farbe zwischen C und F ein scharfer Bildpunkt Alle anderen Farben bilden wieder Zerstreuungskreise, um so großere, je mehr ihre Wellenlange von dieser mittleren Farbe abweicht In dem Zerstreuungskreis treten so Mischfarben auf Mit der Einstellung andern sich die Farben sowohl des scharfen Kerns wie des verwaschenen Saums Die Art der Farbenabweichung tritt noch deutlicher als hierbei hervor, wenn man die eine Halfte der Öffnung des Systems abdeckt Man erhalt dann ein richtiges Spektrum, das allerdings nur fur die eingestellte Farbe rein ist, nach den Seiten aber truber wird, da sich die benachbarten Farben immer mehr uberschieben Man erkennt daraus auch, ob die Schnittweiten mit der Wellenlange zu- oder abnehmen Beobachtet man einen dunklen oder hellen Streifen auf hellem oder dunklem Grund, so wird das Spektrum auseinandergerissen, die Farben der einen Halfte umsaumen den einen, die anderen den anderen Rand Die Farbenlangsabweichung kann ebenso auch außer der Achse des Systems auftreten und ist hier in erster Naherung gleich der in der Achse

Hier kann sich aber der Fehler verschiedener Große der Bilder dazugesellen Man bezeichnet diesen Fehler als Farbenunterschied der Vergroßerung oder chromatische Vergroßerungsdifferenz, er bedeutet also eine Anderung der Vergroßerung bzw bei Dingabstand ∞ der Brennweite mit der Farbe Wenn die austretenden Hauptstrahlen in ihre farbigen Bestandteile zerlegt werden und den Auffangschirm an verschiedenen Stellen treffen, so wird der Bildpunkt in ein reines Spektrum ausgezogen Ist Farbenlangsabweichung vorhanden, so konnen die hintereinanderliegenden Bilder fur verschiedene Farben verschieden groß sein, aber doch die Hauptstrahlen im Bildraum zusammenfallen, so daß die Bilder auf dem Auffangschirm gleich groß sind Es ist daher zweckmaßig, den Farbenunterschied der Vergroßerung nur auf die verschiedene Große der Bilder auf dem Auffangschirm zu beziehen, nur wenn die Farbenlangsabweichung behoben ist, kann man diesen Fehler durch die Anderung der Quervergroßerung β mit der Farbe messen Nimmt man an, daß die Farbenabweichung und der Abstand des Auffangschirms von der GAUSSischen Bildebene klein ist, so ist der Farbenunterschied der Vergroßerung gehoben, wenn der Abstand der GAUSSischen Bildebenen fur die beiden Farben sich zum Abstand des Auffangschirms von dem Kreuzungspunkt der Hauptstrahlen verhalt wie der Farbenunterschied $V\beta$ von β zu der Quervergroßerung β selbst Liegt das Bild oder der bildseitige Kreuzungspunkt der Hauptstrahlen im Unendlichen, so muß also fur die Hebung $V\beta = 0$ sein Hat man ein symmetrisches System, bei dem die Linsen zur Öffnungsblende symmetrisch liegen, so wird ein Hauptstrahl, von hier nach vorwarts und ruckwarts verfolgt, gleiche Brechung erfahren Der Durchstoßungspunkt des Hauptstrahls ist in der Ding- und Bildebene in das gleiche Spektrum ausgezogen Laßt man nun die verschiedenfarbigen Hauptstrahlen auf der Dingseite in einen zusammenfallen, so werden ebenso die bildseitigen zusammenfallen, da die Winkelvergroßerung $= -1$ ist Auch fur endliche Hauptstrahlenneigung ist bei einem solchen System der Farbenunterschied der Vergroßerung praktisch gehoben

20 Die Berechnung der Farbenabweichung erster Ordnung Fur die Berechnung der Farbenabweichung sind Differenzen- oder Differentialformeln

zweckmäßig, besonders wenn man die Abhängigkeit der Farbenabweichung von den Bestimmungsgrößen und die Bedingungen des Baues farbenfreier Systeme kennenlernen will[1]. Für einige einfache Fälle sollen solche Formeln aufgestellt werden. Bei dem dünnen Linsensystem gilt für den Kehrwert σ'_k der letzten, bildseitigen, Schnittweite s'_k, des Abstands des Bildpunkts von der $k$ten Linse, wenn σ_1 der Kehrwert der ersten, dingseitigen, Schnittweite und $\varphi_\nu = 1/f_\nu$ die Einzelstärke der Linsen ist, wobei $\varphi_\nu = (n_\nu - 1)(\varrho_{1,\nu} - \varrho_{2,\nu})$ ist,

$$\sigma'_k = \sigma_1 + \sum_{\nu=1}^{k} \varphi_\nu \tag{45}$$

Es möge nun für die Änderung der Größen mit der Farbe allgemein das Zeichen V eingeführt und $Vn/(n-1) = \nu$ gesetzt werden. Bildet man nun Gleichung (45) für n und $n + Vn$ und zieht die eine Gleichung von der anderen ab, so ergibt sich

$$V\sigma'_k = \sum_{\nu=1}^{k} \varphi_\nu/\nu_\nu \tag{46}$$

$V\sigma'_k$ ist unabhängig von σ_1. Aus $V\sigma'_k$ und σ'_k erhält man leicht die Farbenabweichung für den Bildort Vs'_k, die Farbenlängsabweichung. Es ist für kleine Abweichung $ds'_k = -s'^2_k d\sigma'_k$, und da hier für $s_1 = \infty$ gilt $ds'_k = df$ (der Änderung der Brennweite) und $d\sigma'_k = -df/f^2$, so ist $ds'_k = s'^2_k df/f^2$. Für die Abbildung im $n$fachen Maßstabe ist $s'_k = (n+1)f$, also $ds'_k = (n+1)^2 df$. Wenn die Hauptstrahlen sich in der dünnen Linse kreuzen, also ungebrochen durchgehen, ist sie frei vom Farbenunterschied der Vergrößerung, obwohl die Größen der verschiedenfarbigen Bilder in ihren Gaussischen Bildebenen ebenso ungleich sind, d. h. die gleiche Abweichung in Prozenten zeigen wie die Schnittweiten, das gilt auch für den Dingabstand unendlich, wo die Farbenabweichung der Brennweiten die gleiche wie die der Schnittweiten ist. Nach (46) gibt für die einfache dünne Linse ν an, der wievielte Bruchteil der Brennweite ihre Farbenabweichung angenähert ist. Der Durchmesser des kleinsten Zerstreuungskreises ist $D/2\nu$, wo D der Durchmesser der Öffnung ist.

Für ein dünnes Linsensystem aus mehreren Linsen kann man $\sum_{\nu=1}^{k} \varphi_\nu/\nu_\nu = \Phi/N$ setzen, wo $\Phi = \sum_{\nu=1}^{k} \varphi_\nu$ und N für dieses System dieselbe Bedeutung haben wie φ und ν für die einfache Linse. Wendet man diese Gleichung auf ein System von zwei Linsen an, so ergibt sich bei gegebenem Φ und N

$$\varphi_1 = \frac{\nu_1(\nu_2 - N)}{N(\nu_2 - \nu_1)}\,\Phi, \tag{47}$$

$$\varphi_2 = -\frac{\nu_2(\nu_1 - N)}{N(\nu_2 - \nu_1)}\,\Phi \tag{48}$$

Ist also N gegeben, d. h. eine bestimmte Farbenabweichung für das System vorgeschrieben, so kann bei Verschiedenheit der Werte von ν_1 und ν_2 der Wert von φ_1 und φ_2 entsprechend bestimmt werden. Es können so Farbenabweichungen erreicht werden, die nicht nur den zwischen den ausgewählten Glasarten vorkommenden Werten von ν, sondern auch allen anderen, selbst negativen Werten entsprechen. Besondere Bedeutung hat der Fall $N = \infty$, wo die Brennweite für die beiden Farben gleich wird, die Gleichungen lauten

$$\varphi_1 = \frac{\nu_1}{\nu_1 - \nu_2}\,\Phi, \tag{49}$$

$$\varphi_2 = -\frac{\nu_2}{\nu_1 - \nu_2}\,\Phi \tag{50}$$

[1] Seidel, A. N. 37, S. 105 (1853). Charlier, Stockh. Akad. Förh. 55 u. 56 (1898/9). Schwarzschild, Gött. Abh. 1905, N. F. Nr. 1–3.

Ein solches System nennt man fur diese Farben achromatisch oder farbenfrei, das gilt fur die Schnittweiten wie fur die Brennweiten und auch fur die Bildgroße, selbst wenn die Hauptstrahlen sich nicht in der dunnen Linse kreuzen und der Dingabstand endlich ist Die Einzelstarken werden um so kleiner, je großer der ν-Unterschied und je kleiner die ν-Werte selbst sind Ist $\Phi = 0$, das System afokal, so ist die Farbenabweichung von σ' durch $\varphi_1(1/\nu_1 - 1/\nu_2)$ gegeben Eine solche Linse nach ROGERS[1] andert die Farbenabweichung, ohne den Bildort erheblich zu verlegen, die eintretende Farbenlangsabweichung ist dem Quadrat des Abstands des Bildpunkts von diesem System proportional

Sind zwei einfache dunne Linsen durch einen endlichen Abstand getrennt, so kann die Farbenabweichung der Schnittweiten und der Vergroßerung nicht gleichzeitig gehoben sein Der Fall, daß nur der letzte Fehler gehoben werden soll, hat besondere Bedeutung bei Okularen Das Okular soll ein Bild im Unendlichen entwerfen oder doch in einem Abstande, der gegen die Brennweite groß ist Es genugt so, wenn die verschiedenfarbigen Hauptstrahlen parallel austreten Nimmt man ferner an, daß der dingseitige Kreuzungspunkt der Hauptstrahlen in einem Abstand liegt, der gegen die Okularbrennweite groß ist, wie es z B bei starker vergroßernden Fernrohren der Fall ist, so ist das Verhaltnis der Eintrittshohe des Hauptstrahls zu seiner Austrittsneigung die Brennweite, und diese darf sich mit der Farbe nicht andern Nach (39) gilt nun fur die Gesamtstarke

$$\Phi = \varphi_1 + \varphi_2 - A\varphi_1\varphi_2\,, \tag{51}$$

woraus fur die Achromasie der Brennweite folgt, wenn $\nu_1 = \nu_2$ ist und der Farbenbezirk klein,

$$A = \frac{f_1 + f_2}{2} \tag{52}$$

21 Das sekundare Spektrum Wenn zwei farbige Strahlen in einem Punkt vereinigt werden, so ist damit noch nicht gesagt, daß auch die ubrigen farbigen Strahlen in diesem Punkt vereinigt sind, es kommt darauf an, wie der Gang der Dispersion ist, d h wie der Unterschied der Brechzahl einer dritten Farbe gegen die erste, die Teildispersion, sich zu dem Unterschied der Brechzahlen fur die erste und zweite Farbe, der Grunddispersion, verhalt Dies Verhaltnis bezeichnet man als relative Teildispersion ϑ Der der Teildispersion entsprechende ν-Wert ist also $\nu\ \vartheta$ Fur ein dunnes Linsensystem ist die Farbenabweichung fur die dritte Farbe, die durch ein vorgesetztes W statt durch V gekennzeichnet werde,

$$W\sigma'_k = \sum_{\iota=1}^{k} \vartheta_\iota\, \varphi_\iota\ \nu_\nu\,, \tag{53}$$

und da die Abweichungen nur klein sind, ist auch

$$Ws'_l = -s'^2_k \sum_{\iota=1}^{k} \vartheta_\iota\, \varphi_\iota\ \nu_\nu \tag{54}$$

Wurden nun die ϑ-Werte fur eine dritte Farbe fur alle Glasarten gleich sein, so wurde bei einem System, bei dem die ersten beiden Farben vereinigt sind, auch die dritte Farbe vereinigt sein Das ist im allgemeinen nicht der Fall Indem man die durch die Vereinigung von zwei Farben erreichte Verbesserung als von erster Ordnung ansieht, nennt man Ws'_l das sekundare Spektrum, das zuerst von CLAIRAUT[2] erkannt wurde Um eine Ubersicht uber die Farbenabweichung fur die verschiedenen Wellenlangen zu bekommen, stellt man Ws'_l

---

[1] Edinburgh J of Science 9, S 126 (1828), Pogg Ann 14, S 324 (1828)
[2] Mem de l'Acad de Paris 1762, S 578

als Funktion von λ dar. In der Abb. 28 gilt die ausgezogene Kurve A für ein zweilinsiges Fernrohrobjektiv aus alten Glasarten. Die Abweichungen sind erheblich geringer wie bei einer einfachen Kronlinse, während bei dieser nahe $f_C - f_F = f_C/60$ ist, ist hier Wf in dem gleichen Farbenbezirk nur etwa gleich $f_C/2000$. Es wachsen von der hellsten Stelle des Spektrums bei $\lambda = 0{,}56\,\mu$ die Abweichungen zunächst nur langsam an. Für die Nähe dieser Stelle ist zweckmäßig die Brennweite ein Minimum, wenn das System der Beobachtung dient[1]. Verlegt man also von dieser Stelle die Einstellebene nach außen, so geht auch die Farbe im Kern des Zerstreuungskreises in Mischfarben über, und zwar nach Purpur. Bei Abdeckung des halben Objektivs treten auch hier die Farbensäume an dunkeln bzw. hellen Streifen hervor. Statt der grellen Spektralfarben bemerkt man hier nur zartere Mischfarben, die, je nachdem wie groß die Seitenabweichung ist und auf welche Wellenlänge das Minimum fällt, verschieden sind. Man vereinigt gewöhnlich die Strahlen für C und F, wenn das System zur Beobachtung irdischer Ziele dient. Das sekundäre Spektrum hängt von der Wahl der Glasarten ab. Die Werte von ϑ für die verschiedenen Farben ändern sich vom Übergang von einer Glasart zur anderen nahe in demselben Verhältnis. Man kann also den Gang der Dispersion für eine Glasart annähernd durch den ϑ-Wert für eine Farbe kennzeichnen. Stellt man für die optisch brauchbaren Glasarten den Wert von ϑ für die Wasserstofflinie $H\gamma$ als Funktion von ν für den Wellenlängenbezirk $C-F$ durch Punkte dar, deren Abszisse ν und deren Ordinate ϑ ist, so liegt der größte Teil der darstellenden Punkte nahe auf einer Geraden, auf ihr liegen auch die Punkte für O 60 und O 103, die Glasarten, für die die ausgezogene Kurve in Abb. 28 gilt. Für diese gewöhnlichen Glasarten gilt nahe $\vartheta = 1{,}674 - 0{,}0018\,\nu$, für sie ist also bei $H\gamma$ die Farbenabweichung $Wf = -0{,}0018\,f$ und das sekundäre Spektrum unabhängig von der Wahl der Glasarten für das Objektiv. Setzt man bei einem dünnen zweilinsigen Objektiv die für die Achromasie geforderten Stärken ein, so wird

Abb. 28. Die Farbenlängsabweichung von Achromaten E, Y, zweilinsigen Apochromaten A, AS und einem dreilinsigen Apochromaten B ($F = 1000$).

$$Wf = -\frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{\nu_1 - \nu_2}\,f \qquad (55)$$

Der ν-Unterschied der beiden Glasarten darf nur klein sein, damit bei kleiner Abweichung von ϑ von dem gewöhnlichen Wert, wie sie SCHOTT bei Fernrohrflint erreichte, doch eine erhebliche Verringerung des sekundären Spektrums eintritt. Für ein dünnes dreilinsiges Objektiv liegen die Verhältnisse ähnlich, man faßt zweckmäßig die Linsen mit gleichem Vorzeichen zusammen. Sie mögen durch die Zeichen 1 und 2 gekennzeichnet sein. Dann kann man setzen

$$\Phi = \varphi_1 + \varphi_2, \qquad \frac{\Phi}{N} = \frac{\varphi_1}{\nu_1} + \frac{\varphi_2}{\nu_2}, \qquad \frac{\Theta\,\Phi}{N} = \frac{\vartheta_1\varphi_1}{\nu_1} + \frac{\vartheta_2\varphi_2}{\nu_2} \qquad (56)$$

Die Gesamtwirkung der beiden Linsen in bezug auf die Farbenkorrektion ent-

[1] SCHEIBNER, Abh. d. Sächs. Ges. d. Wiss. 11, S. 541 (1876).

spricht also der einer einzigen Linse mit den Werten Φ, N, Θ Indem man φ_1 und φ_2 aus den Gleichungen fortschafft, wird

$$\frac{\Theta - \vartheta_1}{N - \nu_1} = \frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\nu_2 - \nu_1} \tag{57}$$

Der darstellende Punkt fur die Ersatzlinse liegt also auf der Verbindungsgeraden der Punkte fur die beiden Glasarten Fur die Hebung des sekundaren Spektrums bietet so das dreilinsige System aus drei verschiedenen Glasarten keinen grundsatzlichen Vorteil Wenn in Abb 28 die Kurve des sekundaren Spektrums fur die dreilinsigen Objektive B aus neuen Glasarten gunstiger ist als fur das zweilinsige A, so liegt dies daran, daß bei dem dreilinsigen System die Ersatzlinse fur die beiden Sammellinsen ein niedrigeres ν erhalten kann, ohne daß die Krummungen, da sie auf mehr Flachen verteilt werden, zu stark werden Ein Objektiv mit verringertem sekundarem Spektrum nennt man wohl einen Apochromaten

Man kann nun die Frage aufwerfen, ob bei zwei getrennten dunnen Linsensystemen, die als Linsen mit beliebigem ν-Wert behandelt werden konnen, die Aufhebung des sekundaren Spektrums auch dann moglich ist, wenn die ϑ-Werte der Glasarten der erwahnten Beziehung fur gewohnliche Silikatglaser entsprechen Wir betrachten zu dem Zweck zunachst ein achromatisches teleskopisches System ($s_1 = s_2' = \infty$), dessen beide Glieder nicht farbenfrei sind Verfolgt man die Strahlen durch die erste Linse in der Lichtrichtung, durch die zweite umgekehrt, so haben die Linsen einen gemeinsamen Brennpunkt sowohl fur C wie fur F, fur F liegt er aber anders wie fur C Setzen wir nun eine kleine Farbenabweichung voraus, so ist $\varphi_1\nu_1 + \varphi_2\nu_2 = 0$ Es ist ferner $Ws_1' = -\vartheta_1\ (\varphi_1\nu_1)$ und fur die zweite Linse ruckwarts gerechnet $Ws_2 = -\vartheta_2\ (\varphi_2\nu_2)$ Die Gesamtabweichung ist die Summe, druckt man sie in σ_2 aus, so ist mit φ_2^2 zu multiplizieren Dieser Wert ist aber auch gleich $W\sigma_2'$, also unter Benutzung der Achromasiebedingung $W\sigma_2' = (\vartheta_2 - \vartheta_1)\,\varphi_2\ \nu_2$ Man uberzeugt sich leicht, daß $W\sigma_2'$ negativ wie bei einer Sammellinse ist Erganzt man nun das teleskopische System zu einem Objektiv, indem man der zweiten Linse eine dunne achromatische Zusatzlinse mit Glasarten aus derselben Reihe unmittelbar auflegt, so kann man $W\sigma_2'$ nur dadurch gleich Null machen, daß man diese Zusatzlinse zerstreuend wahlt, der Brennpunkt des Objektivs wird also virtuell Wir gehen noch auf den Fall ein, daß im Brennpunkt der ersten Linse fur die erste Farbe eine Linse steht, die die erste am Ort einer dritten Linse abbildet, und daß die erste und dritte Linse aus der gleichen Glasart bestehen Es sei wieder ein kleiner Farbenbezirk vorausgesetzt Die zweite Linse werde so geteilt, daß die Strahlen zwischen den Teilen parallel verlaufen, so daß die Brennweite der Teillinsen je gleich dem Abstande d_1 bzw d_2 von der anderen zugekehrten Linse ist Das erste Teilsystem besteht so aus der ersten Linse und der ersten Teillinse, das zweite aus der zweiten Teillinse und der dritten Linse Fur diese Teilsysteme, wenn das zweite ruckwarts durchgerechnet wird, fallen die Brennpunkte fur die erste Farbe in die Teillinsen Außerdem ist der Farbenunterschied der Vergroßerung gehoben, wenn die Hauptstrahlen sich in dem Scheitel der ersten Linse und damit auch in dem der zweiten Linse kreuzen Rechnet man auch fur die zweite Farbe durch, und zwar fur das zweite Teilsystem ruckwarts, so ist im ersten Fall $Vs_2' = -1\ \ (\varphi_1\nu_1)$, im zweiten $Vs_2' = -d_2^2\ (\varphi_3\nu_1)$, wo d_2 gleich dem Abstand der zweiten und dritten Linse ist Die Achromasiebedingung $\varphi_1\varphi_3 d_2^2 = -1$ wird also unabhangig von ν, also auch fur $\nu\ \vartheta$ erfullt, das sekundare Spektrum fur die ubrigen Farben ist gehoben Da φ_1 nur positiv sein kann, wird φ_2 und damit auch s_2' negativ

22 Die Arten der Farbenkorrektion Ist noch sekundares Spektrum vorhanden, so entsteht die Frage, fur welche Wellenlangen die Schnittweiten gleich-

gemacht werden sollen. Es kommt darauf an, daß das Minimum der Kurve des sekundären Spektrums auf eine bestimmte Wellenlänge fällt. Da nun die Objektive aus den gewöhnlichen Glasarten nahe übereinstimmende Farbenkurven haben, ist es möglich, der Forderung dadurch zu genügen, daß man die Schnittweiten für zwei ausgewählte Wellenlängen gleichmacht. Man ist geneigt anzunehmen, daß es für die Farbenverbesserung am günstigsten ist, wenn der Scheitel der Kurve des sekundären Spektrums an der hellsten Stelle liegt, also etwa bei 0,555 μ, wie es auch von SCHEIBNER[1] und STREHL (Ziff. 30) empfohlen wird. Dies würde der Vereinigung von C und F für das Mittel aus den Schnittweiten für die Achsen- und Randstrahlen entsprechen. Objektive für irdischen Gebrauch sind auch meist so korrigiert, während Objektive für astronomische Beobachtungen gewöhnlich so korrigiert sind, daß das Minimum mehr nach dem roten Ende des Spektrums rückt. KINGSLAKE[2] fand durch Versuche mit einem Objektiv von 6,4 cm Öffnung und 80 cm Brennweite, dessen chromatische Korrektion mit einer afokalen Linse (Ziff. 20) verändert werden konnte, daß bei irdischen Zielen für schwächste Farbensäume das Minimum zwischen 0,49 und 0,52, dagegen für beste Definition zwischen 0,53 und 0,55 liegt, während es bei astronomischen Beobachtungen bei bester Definition zwischen 0,565 und 0,580 liegt. Dementsprechend hat man seit FRAUNHOFER, der auch schon den Hauptwert auf beste Definition legte, die astronomischen Objektive so korrigiert, daß das Minimum in der Nähe von 0,565 liegt, wie es Abb. 28 zeigt, das nicht dargestellte Lick-Objektiv, bei dem B und F vereinigt sind, weicht von dem Zeiss-Objektiv E entgegengesetzt wie das Yerkes-Objektiv Y ab. Für gewöhnliche photographische Platten liegt das Maximum der Empfindlichkeit im Violett bei der Linie $H\gamma$ ($\lambda = 0{,}434\,\mu$). Man vereinigt daher F und die violette Quecksilberlinie bei $\lambda = 0{,}401\,\mu$ und bezeichnet dies als aktinische Korrektion. Für die weniger

Abb. 29. Das sekundäre Spektrum bei verschiedenen Arten der Farbenkorrektion.

empfindliche orthochromatische Platte in Verbindung mit einem geeigneten Filter kann auch ein für Beobachtung korrigiertes Objektiv verwendet werden. Während man diese aktinische Korrektion in der Astrophotographie anwendet, wird für die gewöhnlichen Zwecke der Photographie (Porträt und Landschaft) D mit $H\gamma$ vereinigt. So wird die Mattscheibe eben da auf das schärfste Bild eingestellt, wo auch die Platte das schärfste Bild aufnimmt. Den Unterschied zwischen diesen beiden Einstellungen bezeichnet man als Fokusdifferenz, seine Ausgleichung für ein unachromatisches Objektiv ist bei der gewöhnlichen Photographie dadurch erschwert, daß bei ihm der Einstellunterschied für kleinere Dingabstände sich mit diesem Abstand ändert. Beim astrophotographischen Objektiv kann er dagegen leicht berücksichtigt werden. Die schlechtere Vereinigung der chemisch wirksamen Strahlen hat für die gewöhnliche Photographie geringere Bedeutung, da die Brennweiten kleiner sind. In Abb. 29 sind auch die Kurven des sekundären Spektrums für diese anderen Arten der Korrektion eingezeichnet.

[1] Abh. d. Sachs. Ges. d. Wiss. 11, S. 541 (1876).
[2] Trans. Opt. Soc. 28, S. 73 (1926/7).

23 Die Anderung der Bildfehler mit der Farbe Gegenuber den Farbenfehlern des Bildortes und der Bildgroße hat die Anderung der Bildfehler mit der Farbe beim Fernrohr geringere Bedeutung Ist die spharische Abweichung fur Rot gehoben, so besteht fur ein gewohnliches Fernrohrobjektiv eine nach dem blauen Ende des Spektrums zunehmende Uberverbesserung, bei parallel einfallendem Strahlenbundel andert sich die Farbenlangsabweichung mit dem Abstande des einfallenden Strahles von der Achse im Sinne der Uberverbesserung. Vom Standpunkt der geometrischen Optik mußte man die engsten Einschnurungen fur C und F zusammenlegen Das richtige Ergebnis liefert aber erst die Beugungstheorie (Ziff 32), nach der bei zonenfreier spharischer Abweichung die beste Einstellung in der Mitte zwischen Achsen- und Randschnittpunkt liegt Sie steht auch in Ubereinstimmung mit der in der rechnenden Optik ublichen Korrektion, daß die Farbenlangsabweichungen fur Achsen- und Randstrahl gleich und entgegengesetzt gemacht werden Schon D'ALEMBERT[1] hat auf diesen Fehler, die Farbenabweichung (chromatische Differenz) der spharischen Abweichung hingewiesen Dieser Fehler hat beim Fernrohrobjektiv geringere Bedeutung Die Farbenabweichung der Verzeichnung kommt bei Okularen in Betracht, man kann sie auch als eine Anderung der Farbenabweichung der Bildgroße mit dem Abstand des Bildpunktes von der Achse ansehen Man wird daher diese Farbenabweichung nicht für die auf Grund der GAUSSischen Theorie berechnete Bildgroße heben, sondern fur eine mittlere Zone des Gesichtsfeldes. Wenn der Dingpunkt sich von dem Rand nach der Achse bewegt, sollte die Breite des Spektrums, in die der Bildpunkt ausgezogen wird, in einer mittleren Zone den entgegengesetzten Wert wie am Rande annehmen Wenn die Scharfe des Bildes am Rande unvollkommen ist, wird man hier auch wohl einen großeren Fehler zulassen

24 Die Offnungsblende Fur die Untersuchung der Abbildung von Punkten außer der Achse wurde angenommen, daß sich die Hauptstrahlen an einer bestimmten Stelle der Achse kreuzen und daß eine kreisformige Blende an dieser Stelle die Strahlenbundel begrenzt Im allgemeinen konnen fur diese Begrenzung sowohl die Innenrander der Linsenfassungen wie besondere Blenden in Betracht kommen Beide werden im folgenden als Blenden zusammengefaßt und sollen

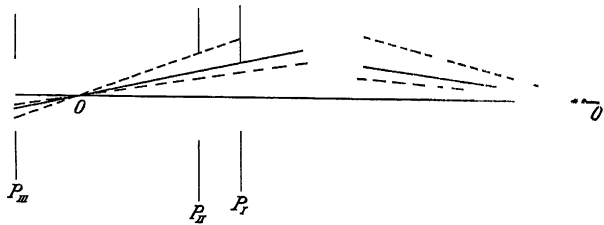



Abb 30 Die Ermittlung der Öffnungsblende

als zur Achse ausgerichtete und senkrechte Kreisoffnungen vorausgesetzt werden. Die Behandlung anderer Öffnungen kann nach denselben Grundsatzen erfolgen. Gehen Strahlen von einem Dingpunkt O in der Achse eines ausgerichteten Systems von Umdrehungsflachen aus und verfolgt man ein Strahlenbundel von genugender Öffnung, so wird dies durch eine der Blenden P am meisten beschrankt, wenn man von dem Grenzfall absieht, daß einige Blenden den gleichen Teil aussondern (Abb 30) Die am meisten einschrankende Blende P_I bezeichnet man als Öffnungsblende Zuweilen kann man sie dadurch erkennen, daß man das

[1] Opusc math, III Art, S 742 Paris 1761/8

Auge in den Ding- bzw. Bildpunkt bringt. Die Öffnungsblende begrenzt dann das beleuchtete Feld. Ist die Öffnungsblende von dem beobachtenden Auge durch Teile des abbildenden Systems getrennt, so sieht das Auge nur ein Bild der Öffnung. Das so im Ding- bzw. Bildraum entstandene Bild der Öffnungsblende Bl nennt man die Eintritts- bzw. Austrittspupille PP bzw. $P'P'$ (Abb. 31). Es möge auch angenommen werden, daß für Punkte außer der Achse in der Dingebene weder eine andere Öffnungsblende die Strahlen begrenzt, noch eine erhebliche Änderung der Lage und Größe der Austrittspupille in Betracht kommt, wie sie dadurch entstehen kann, daß für die Abbildung der Öffnungsblende nun andere Strahlen, nämlich die durch die enge Öffnung um den Dingpunkt außer der Achse, maßgebend sind. Auch für etwas größeren oder kleineren Dingabstand soll dieselbe Öffnungsblende wirksam sein. Die Mitte dieser Öffnungsblende bestimmt nun den Kreuzungspunkt der Hauptstrahlen, durch die jedenfalls bei enger Öffnung die Abbildung festgelegt ist. Die durchgelassenen Hauptstrahlen größter Neigung begrenzen das Gesichtsfeld, die dingseitigen das dingseitige oder wahre (objektive), die bildseitigen das bildseitige oder scheinbare (subjektive) Gesichtsfeld. Die Blende, durch deren Rand sie gehen, ist die Gesichtsfeldblende, ihr Bild im Ding- bzw. Bildraum die Eintritts- bzw. Austrittsluke.

Abb. 31. Die Eintrittspupille PP und die Austrittspupille $P'P'$ als Bilder der Öffnungsblende Bl.

Den Abbildungsvorgang stellt man sich in der folgenden Weise vor. Die Stellen des Dingraums, die überhaupt zur Abbildung gelangen, sind die, die von der Eintrittspupille aus unverdeckt erscheinen, sie bilden eine, wenn auch vielfach unregelmäßige und unstetige Bildfläche, abgesehen von Sonderfällen, wie der Abbildung der unendlich fernen Ebene des gestirnten Himmels. Das Bild der Dingfläche fällt mit dem Auffangschirm im Bildraum nur stellenweise zusammen. Es wird aber durch die Hauptstrahlen in die Auffangfläche projiziert. Statt nun so vorzugehen, ist es oft übersichtlicher, die Dingpunkte mit den Hauptstrahlen im Dingraum auf die unendlich ferne Ebene zu projizieren. Diese Projektion ist nichts anderes, als eine Zentralprojektion von der Eintrittspupille aus. Sie gibt das Bild, wie es dem Auge am Ort der Eintrittspupille erscheint. Die so festgelegten Hauptstrahlen bestimmen auf dem Auffangschirm ein größeres oder kleineres Bild, wobei noch Verzeichnung eintreten kann.

25. Die Abbildungstiefe. Die Punkte der unregelmäßigen Dingfläche können nun auch bei vollkommener Abbildung durch das System nicht gleichzeitig auf dem Auffangschirm vollkommen scharf abgebildet werden, dies würde nur für die Punkte der dem Auffangschirm zugeordneten Dingfläche, der Einstellfläche, zutreffen. Andere werden nur mit Zerstreuungskreisen abgebildet. Man kann nun die Dingfläche Punkt für Punkt in den Bildraum abbilden, durch die Austrittspupille und die Dingpunkte sind dann die abbildenden Büschel bestimmt, und ihr Schnitt mit dem Auffangschirm gibt den Zerstreuungskreis. Eine bessere Übersicht erhält man meist, wenn man die Zerstreuungskreise feststellt, die die Strahlenbündel im Dingraum in der Einstellfläche ausschneiden. Diese Bündel sind durch die Dingpunkte und die Eintrittspupille bestimmt. Bildet man nun diese Zerstreuungskreise auf dem Auffangschirm ab, so hat man das gleiche Ergebnis. Die Gesamtheit der Zerstreuungskreise in der Einstellfläche bzw. auf dem Auffangschirm bezeichnet man als Abbild bzw. Abbildskopie.

Bezeichnet man den Halbmesser der Eintrittspupille bzw des Zerstreuungskreises mit p bzw z, den Abstand der Dingpunktebene bzw der Einstellebene von der Eintrittspupille mit ξ bzw ξ_e, so ist (Abb 32)

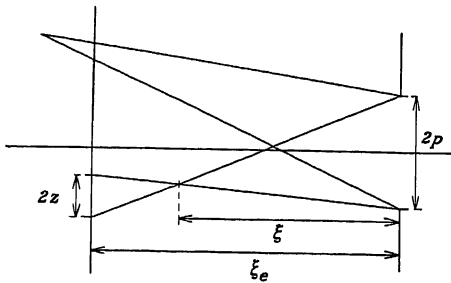



Abb 32 Der Zerstreuungskreis eines nichteingestellten Punkts

$$z = \frac{(\xi_e - \xi)p}{\xi}, \tag{58}$$

$$\frac{z}{\xi_e} = p\left(\frac{1}{\xi} - \frac{1}{\xi_e}\right) \tag{59}$$

Ist man so imstande, die Größe der Zerstreuungskreise zu bestimmen, und sieht man einen gewissen Durchmesser $z' = \beta z$ des Zerstreuungskreises auf dem Auffangschirm als Grenze für einen scharfen Bildpunkt an, so kann man weiter errechnen, bis zu welcher Grenze in der Tiefe des Raumes die scharfe Abbildung reicht Der Abstand der vorderen Grenze von der Eintrittspupille sei ξ_v, der der hinteren ξ_h Setzt man diese Größen in (59) ein und bildet unter Beachtung, daß z in beiden Fällen entgegengesetztes Vorzeichen hat, die Summe und den Unterschied der so erhaltenen Gleichungen, so ergibt sich

$$\frac{2}{\xi_e} = \frac{1}{\xi_h} + \frac{1}{\xi_v}, \tag{60}$$

$$\frac{2z}{p\,\xi_e} = \frac{1}{\xi_h} - \frac{1}{\xi_v} = T_D \tag{61}$$

Die Tiefe T_D ist hier in Dioptrien zu messen (S 93), in diesem Maß liegt die vordere und hintere Grenze gleich weit von der Einstellebene Beim Fernrohr ist der zulässige Zerstreuungskreis $z' \xi'_e = \Gamma z \xi_e$ im Winkelmaß gegeben Ist dieser 1′, die Vergrößerung $\Gamma = 6$, der halbe Objektivdurchmesser $p = 10$ mm, so ist $T_D = 0{,}0048$ Dptr, wenn die hintere Grenze im Unendlichen liegt, ist die vordere bei 210 m

b) Das Bild als Beugungserscheinung[1]

26 Das Beugungsbild eines Lichtpunktes Für ein volles Verständnis der optischen Abbildung muß die wellenförmige Ausbreitung des Lichtes berücksichtigt werden Es möge zunächst angenommen werden, daß die abbildende Linsenfolge so beschaffen ist, daß die optischen Weglängen von dem Dingpunkt zum zugehörigen Bildpunkt gleich sind, also nach der früheren Ausdrucksweise die Strahlen wieder streng in einem Bildpunkt vereinigt werden, und daß eine achsensenkrechte Ebene wieder als solche abgebildet wird Ferner wird zunächst angenommen, daß die Dingpunkte selbstleuchtend sind Nach der Lehre von der Beugung wird die Lichtverteilung hinter der Öffnungsblende gefunden, indem man durch diese Blende eine Zwischenfläche legt und die Interferenzwirkung der von den Elementen dieser Fläche innerhalb der Blende ausgehenden Elementarwellen für den Bildraum bestimmt Den einzelnen Punkt, für den man die Interferenzwirkung errechnet, nennt man den Aufpunkt Die Zwischenfläche legt man zweckmäßig so, daß ihre Elemente auf den Lichtwegen nahe senkrecht stehen, es ist dies möglich, da in den vorkommenden Fällen die Hellig-

[1] STREHL, Theorie d Fernrohrs auf Grund der Beugung des Lichts Leipzig Barth 1894, Centr Z f Opt u Mech 28, S 1 (1907), 41 S 409 (1920) 47, S 264 (1926) 48, S 1 (1927), JENTZSCH, im Handbuch d Physik von GEIGER u SCHEEL Bd 18, S 255 Berlin Julius Springer 1927, PICHT, Optische Abbildung Die Wissenschaft Bd 84 Braunschweig Vieweg 1931

keit des Beugungsbildes mit dem Abstand von dem leuchtenden Bildpunkt rasch abnimmt und so die Richtungsunterschiede der Lichtwege vom Element der Zwischenfläche zum Bildpunkt und Aufpunkt gering sind. Der Bildpunkt sei O', die Austrittspupille begrenzt die Kugelwelle. Die Verbindungslinie der Mitte der Austrittspupille P' mit dem Punkt O' sei die eine Koordinatenachse, der Abstand des Aufpunktes von der achsensenkrechten Ebene in O', die als Brennebene bezeichnet werde, sei $\mathfrak{p}$, die Lage des Aufpunktes sei weiter durch den seitlichen Abstand σ von dieser Achse und den Polarwinkel $\omega = 0$ in der achsensenkrechten Ebene gekennzeichnet. Die Öffnung sei ein Kreis um P' mit dem Halbmesser p', die Lage eines Punktes in der Öffnung sei durch r, ω gegeben. Wir setzen $P'O' = \xi'$, dann ist die Beleuchtungsstärke im Aufpunkt, wenn sie in der Öffnung $= 1$ gesetzt wird,

$$B = \frac{C^2 + S^2}{\lambda^2 \xi'^2}, \tag{62}$$

$$C = \int_0^{p'}\int_0^{2\pi} \cos \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{r\sigma\cos\omega}{\xi'} + \frac{\mathfrak{p} r^2}{2\xi'^2}\right) r\,dr\,d\omega, \tag{63}$$

$$S = \int_0^{p'}\int_0^{2\pi} \sin \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{r\sigma\cos\omega}{\xi'} + \frac{\mathfrak{p} r^2}{2\xi'^2}\right) r\,dr\,d\omega \tag{64}$$

Der Klammerausdruck stellt die Weglängenabweichung dar. Der Faktor $1/\lambda^2\xi'^2$ ergibt sich aus dem Energieprinzip, da die Lichtverteilung in einer achsensenkrechten Ebene von der Größe $\mathfrak{Z} = \frac{2\pi p'\sigma}{\lambda\xi'}$ abhängt, ebenso setzen wir $\mathfrak{P} = \frac{\pi\mathfrak{p}p'^2}{\lambda\xi'^2}$. Für $\lambda = 500\,\mu\mu$ ergibt sich folgende Tabelle

$2p'/\xi' =$	1:5	1:10	1:20	1:40	1:80
$\mathfrak{Z} = 1$, $\sigma =$	0,8	1,6	3,2	6,4	12,8 μ
$\mathfrak{P} = 2\pi$, $\mathfrak{p} =$	0,1	0,4	1,6	6,4	25,6 mm

Die Schwingungsphase im Aufpunkt ist durch $\operatorname{tg}\gamma = S/C$ gegeben. Die Beugungserscheinung einer beliebigen Öffnung in der achsensenkrechten Ebene durch O' ($\mathfrak{p} = 0$) bezeichnet man nach FRAUNHOFER, die allgemeinere für andere Ebenen nach FRESNEL. Die genaue Berechnung der Lichtverteilung für den allgemeinen Fall bei kreis- und spaltförmiger Öffnung wurde von LOMMEL[1] gegeben, in der folgenden Tabelle sind die Werte nach MARTIN[2] aufgeführt, der die Beleuchtungs-

$\mathfrak{Z}$ \ $\mathfrak{P}$	0	π/4	π/2	3π/4	π	5π/4	3π/2	7π/4	2π	9π/4	5π/2	11π/4	3π
0	100,0	94,93	81,02	61,51	40,51	22,15	9,00	1,94	0	1,17	3,24	4,58	4,53
2π/9	88,45	84,00	71,75	54,47	35,90	19,66	8,02	1,77	0,04	1,06	2,87	4,05	3,97
4π/9	60,08	57,10	48,90	37,40	24,98	14,04	6,17	1,80	0,47	0,98	2,01	2,84	2,77
2π/3	29,53	28,28	24,77	19,86	14,37	9,35	5,42	2,95	1,74	1,41	1,50	1,62	1,55
8π/9	8,71	8,76	8,84	8,86	8,53	7,76	6,54	5,04	3,53	2,21	1,31	0,86	0,73
10π/9	0,66	1,32	3,02	5,28	7,21	9,21	7,60	6,68	4,75	2,79	1,31	0,56	0,48
4π/3	0,42	1,08	2,83	5,11	7,08	8,13	7,94	6,66	4,74	2,80	1,32	0,56	0,48
14π/9	1,64	2,06	3,15	4,54	5,74	6,34	6,10	5,25	3,93	2,56	1,49	0,85	0,67
16π/9	1,45	1,62	2,12	2,74	3,36	3,81	3,93	3,74	3,30	2,66	2,01	1,44	1,04
2π	0,46	0,52	0,76	1,05	1,53	2,12	2,69	3,14	3,30	3,14	2,67	2,04	1,56
20π/9	0	0,04	0,23	0,49	1,00	1,69	2,40	2,84	3,49	3,45	3,01	2,29	1,13
22π/9	0,21	0,25	0,41	0,67	1,12	1,73	2,09	2,91	3,20	3,72	2,76	2,14	1,38
8π/3	0,41	0,44	0,55	0,74	1,02	1,40	1,80	2,16	2,38	2,39	2,20	1,85	1,43
26π/9	0,27	0,29	0,31	0,43	0,58	0,79	1,04	1,32	1,44	1,76	1,85	1,80	1,46
28π/9	0,04	0,05	0,05	0,12	0,21	0,36	0,57	0,89	1,24	1,57	1,83	1,94	1,79
10π/3	0,02	0,02	0,05	0,09	0,18	0,32	0,55	0,85	1,21	1,86	1,56	1,96	1,62

[1] Münch. Abh. 15, S. 233 (1884).
[2] Trans. Opt. Soc. 27, S. 249 (1925/6); STREHL, Z. f. Instrk. 15, S. 362 (1895).

stärke in $O' = 100$ setzt. Setzt man die Beleuchtung in der Austrittspupille $= 1$, so ist die in der Mitte des Beugungsscheibchens $(p'^2\pi/\lambda\xi')^2$. STREHL nennt diesen Wert den **Lichtverdichtungsfaktor**, den in der Tabelle aufgeführten Wert dividiert durch 100 nennt er den **Interferenzfaktor** I. Die Lichtverteilung ist zur achsensenkrechten Ebene durch O' symmetrisch, in der Brennebene beobachtet man ein helles Scheibchen (Abb. 33, Kurve I mit der Abszisse $\mathfrak{z}$), umgeben von hellen Ringen mit rasch abnehmender Helligkeit, die Helligkeit in der Ringmitte ist für den ersten bzw. zweiten Ring nur 1/57 bzw. 1/240 von der in der Scheibchenmitte, der erste Ring enthält nur 8%, der folgende nur 3% der Lichtmenge im mittleren Scheibchen. In der Brennebene ist die Lage des ersten dunklen Ringes durch $\mathfrak{z} = 3{,}83$ gegeben, die der weiteren durch $\mathfrak{z} = 7{,}02$ und $10{,}17$, die der Maxima durch $\mathfrak{z} = 0$, $5{,}14$, $8{,}42$, $11{,}61$. Abb. 34 a_1, b_1, c_1 zeigt das entsprechende Beugungsbild bei verschiedener Belichtung.

Abb. 33. Die Lichtverteilung in dem Beugungsbild eines Lichtpunkts. I bei kreisförmiger Öffnung, II bei Ringöffnung, III bei unendlich schmaler Randzone, IV bei abweichender Einstellung, V bei sphärischer Abweichung, VI bei Halbkreisöffnung senkrecht zum Halbierungsdurchmesser, VII bei Koma.

Nach dem Satz von HELMHOLTZ ist $\mathfrak{z}$ für zugeordnete Punkte des Ding- und Bildraums gleich, man beobachtet also im Bildraum die Beugungserscheinung, die der Austrittspupille als beugender Öffnung entspricht. Längs der optischen Achse wird der Gang der Helligkeit ebenfalls durch eine Wellenlinie abnehmender Amplitude dargestellt, in den Abständen $\mathfrak{P} = 2n\pi$, wo n eine ganze Zahl ist, ist die Helligkeit Null, an diesen Stellen kehrt sich also die Lichtverteilung mit der Änderung der Einstellung um. Bei $\mathfrak{P} = 4\pi$ ist die Beleuchtung schon nahe gleichmäßig. Bei abweichender Einstellung hält es RAYLEIGH[1] noch für unschädlich, wenn der Unterschied zwischen der längsten und kürzesten Weglänge $\lambda/4$, die sog. RAYLEIGHsche Grenze, nicht überschreitet. Geht man von einem Bildpunkt mit konstanter Weglänge zu einem um ds' in der Achse entfernten über, so ist für diesen der größte Weglängenunterschied Δ durch $2\Delta = ds' \sin^2 u'$ gegeben, wo u' der halbe Öffnungswinkel ist. Die Tiefe der scharfen Abbildung wird so für $\Delta = \lambda/4$ gleich $\lambda/\sin^2 u'$. Abb. 33, Kurve V stellt die Lichtverteilung im Beugungsscheibchen für diese RAYLEIGHsche Grenze dar.

27. Das Auflösungsvermögen. Hat man es mit zwei einander und der Achse benachbarten Lichtpunkten zu tun, so sind die Beleuchtungsstärken, die den beiden Lichtpunkten in den Punkten der Einstellebene entsprechen, zu addieren. Fällt die Mitte des Beugungsscheibchens des einen Punktes in den dunklen Ring des anderen (Abstand der Punkte im Beugungsmaß $\mathfrak{z} = 3{,}83$), so sinkt die Beleuchtungs-

[1] Phil. Mag. 8, S. 410 (1879).

Abb 34 Aufnahmen von Beugungsbildern A eines Lichtpunkts, a) bei kreisformiger Offnung mit verschiedener Belichtung (a_1, b_1, c_1) b) bei Halbkreisoffnung (d_7 nach SCHEINER), c) bei spharischer Abweichung verschiedener Große mit verschiedener Einstellung (Reihen 3 bis 7 bis zu c nach Mis GRIFFITHS), d) bei Koma von verschiedener Starke (e_1, e_2, e_3) und mit verschiedener Offnung (d_1 bis d_6), e) bei Astigmatismus verschiedener Starke (e_5, e_6, e_7), B eines Doppelsterns mit verschiedener Belichtung (a_2, b_2, c_2)

Die Aufnahmen ohne Herkunftsangabe sind wesentlich der Hilfe von Prof A KOHLER, Jena, zu verdanken

starke in der Mitte zwischen den geometrisch-optischen Bildpunkten auf 73% der Maxima, nach RAYLEIGH[1] gilt dies meist als die Grenze für das Erkennen der Trennung der Lichtpunkte. Beim Fernrohr und photographischen Objektiv sieht man für entfernte Objekte den $\mathfrak{Z} = 3,83$ entsprechenden Abstand dividiert durch die Brennweite als das Maß des Auflösungsvermögens für Doppelpunkte an, es ist 136″ dividiert durch den Durchmesser D der Eintrittspupille in mm. Die Wahl von $\mathfrak{Z} = 3,83$ ist nicht frei von Willkür, es kommt außer anderem auf die Empfindlichkeit des Auges für Helligkeitsunterschiede an. STREHL empfiehlt daher, als theoretische Grenze des Auflösungsvermögens, die freilich nicht erreicht wird, den Wert $\mathfrak{Z} = 2,9$ anzusehen, für den der Abfall der Beleuchtungsstärke in der Mitte verschwindet; er mag als theoretisches Auflösungsvermögen bezeichnet werden. Nach MOURASHINSKY[2] sind für die Weite von $\mathfrak{Z} = 3,0$ bis 4,0 in Stufen von 0,1 die Werte von $I_{min} : I_{max}$ in Prozenten 99,95, 99,0, 97,0, 94,2, 91,4, 87,2, 83,2, 79,0, 73,5, 70,6, 66,5. Er findet, daß für $\mathfrak{Z}$ zwischen 3,0 und 3,8 die Maxima nicht in die geometrischen Bildpunkte fallen, sondern um so mehr nach der Mitte verschoben sind, je kleiner $\mathfrak{Z}$ ist. Abb. 35 zeigt nach ihm

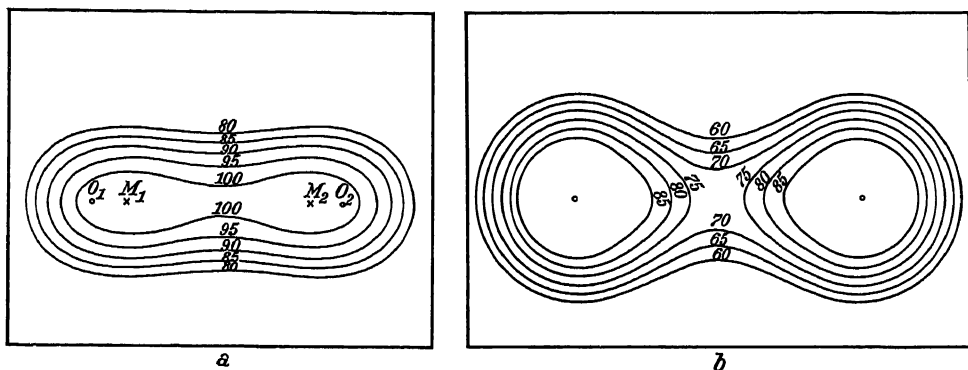



Abb. 35. Die Lichtverteilung in Schichtendarstellung bei Übereinanderlagerung zweier Beugungsscheibchen a) für $\mathfrak{Z} = 3,2$, b) für $\mathfrak{Z} = 3,83$ (Auflösungsgrenze eines Doppelsterns).

in Schichtendarstellung die Helligkeitsverteilung für die Abstände $\mathfrak{Z} = 3,2$ und 3,83; in der Darstellung für $\mathfrak{Z} = 3,2$ sind O_1 und O_2 die geometrischen Orte der beiden Sterne, M_1 und M_2 die Maxima. Er gibt auch solche Darstellungen für andere Werte von $\mathfrak{Z}$ und für ungleiche Helligkeit der beiden Sterne. Abb. 34 a_2, b_2, c_2, zeigt das Beugungsbild für $\mathfrak{Z} = 3,83$ bei verschiedener Belichtung. Es ist bisher angenommen worden, daß die beiden Lichtpunkte selbst leuchten, die ausgesandten Schwingungen inkohärent sind; sind es beleuchtete Punkte, so sind die Schwingungen kohärent, interferenzfähig, und es müssen die Lichtvektoren unter Berücksichtigung des Phasenunterschiedes zusammengesetzt werden. Bei Beleuchtung mit einer achsensenkrechten ebenen Welle ist das theoretische Auflösungsvermögen nur $\mathfrak{Z} = 4,6$; für dunkle Punkte auf hellem Grunde gelten dieselben Werte wie für helle auf dunklem Grunde. Besonders einfach ist die mathematische Behandlung für leuchtende Gerade, wenn die Öffnung rechteckig und den Geraden parallel ist[3]. Die Helligkeitsänderung mit der zur Geraden senkrechten x-Koordinate ist in diesem Fall durch $\sin^2 \mathfrak{Z}_x : \mathfrak{Z}_x^2$ gegeben, wo $\mathfrak{Z}_x = (2\pi x \sin u_x) : \lambda$ und u_x der halbe Öffnungswinkel in der x-Richtung ist. Um ein Hauptmaximum gruppieren sich symmetrisch Nebenmaxima, die rasch

---

[1] Phil. Mag. 8, S. 261 (1879); 9, S. 40 (1880).
[2] Phil. Mag. 46, S. 29 (1923).
[3] RAYLEIGH, Phil. Mag. 8, S. 261 (1879).

an Helligkeit abnehmen und die durch dunkle Streifen bei $\mathfrak{z} = m\pi$ getrennt sind, wo m eine ganze Zahl ist Hat man zwei parallele Lichtlinien im Abstand Δ, so addieren sich die Helligkeiten in den betreffenden Punkten Es ist die Helligkeit

$$I = \text{konst} \left[\left\{ \frac{\sin \mathfrak{z}(x)}{\mathfrak{z}(x)} \right\}^2 + \left\{ \frac{\sin \mathfrak{z}(x - \Delta)}{\mathfrak{z}(x - \Delta)} \right\}^2 \right] \tag{65}$$

Ist $\Delta = \lambda : 2 \sin u_x$, so fallen die Stellen $\mathfrak{z} = \pi$ des dunklen Streifens in dem einen Beugungsbild auf das Maximum in dem anderen Zwischen den beiden Hochstwerten liegt eine Einsenkung mit 81 % Helligkeit Fur die kreisformige Öffnung ist die Auflosung eines Geradenpaars geringer als fur die rechteckige, das theoretische Auflosungsvermogen $\mathfrak{z} = 2{,}8$ bzw 4,2 fur selbstleuchtende bzw beleuchtete Gerade Die Auflosung von Streifen endlicher Breite behandelt MOURASHINSKY[1] Ist die Entfernung der Lichtlinien (oder Punkte) von der Öffnung groß $= E$, so mißt man zweckmaßig ihren Abstand im Winkelmaß $\Delta : E = \psi = \lambda : 2E \sin u_x$ ist dann die Breite der Öffnung $= B$, mithin $\psi = \lambda : B$ Δ und ψ dienen als Maß des Trennungs-, Unterscheidungs- oder Auflosungsvermogens

28 Der Einfluß von Abdeckung und Absorption in der Offnung Durch Abblendung einzelner Zonen kann ein rascherer Lichtabfall in dem Beugungsscheibchen erreicht und dies so verkleinert werden, damit wird das Auflosungsvermogen erhoht[2], wie Abb 33, Kurve *II* und *III* fur die Falle zeigt, daß die Mitte bis zum halben Durchmesser oder daß alles bis auf eine unendlich schmale Randzone abgeblendet ist Im ersten Fall hat der erste dunkle Ring den Halbmesser $\mathfrak{z} = 3{,}15$ statt 3,83, aber die Intensitat I in der Mitte des ersten hellen Rings ist auf 9,4 % gestiegen, im zweiten Fall ist $\mathfrak{z} = 2{,}4$ und $I = 16\,\%$ Ahnliche Wirkungen erhalt man durch geringe spharische Abweichung vom 1,5 fachen der RAYLEIGHschen Grenze (Ziff 26)[3] Der steilere Lichtabfall wird jedoch immer mit Verlust an Helligkeit in der Mitte des Beugungsscheibchens und Erhohung der Helligkeit in den umgebenden Ringen erkauft, dies ist aber ein Nachteil fur die Definition

Die Beugungserscheinungen einer halbkreisformigen Öffnung haben fur das Heliometer Bedeutung[4], die Lichtverteilung als Funktion von $\mathfrak{z}$ in der Richtung der Halbierungsebene ist dieselbe wie fur die Kreisoffnung, senkrecht dazu ist sie durch die Kurve *VI* in Abb 33 gegeben, der erste dunkle Ring liegt an der Stelle des zweiten dunklen Rings bei der Kreisoffnung Photographien des Beugungsscheibchens geben SCHEINER (in Abb 34 d_7 wiedergegeben) und EVERITT[5], der auch eine Isophotendarstellung bringt

Nimmt die Absorption eines Objektivs mit dem Quadrat des Abstands von der optischen Achse zu, so wird das Auflosungsvermogen verringert, die Definition erhoht Ahnliche Wirkung hat die Absorption beim farbenzerstreuenden Prisma[6]

---

[1] Phil Mag 47, S 1105 (1924)

[2] AIRY, Trans Cambridge Phil Soc 5, S 283 (1834), ubers Pogg Ann 45, S 86 (1838), Phil Mag 18, S 1 (1841), RAYLEIGH, M N 33, S 59 (1873), Encycl Brit 24, § 11 (1888), ANDRÉ, Traite d'Astronomie Stellaire Paris Gauthier-Villars 1891, STREHL, Gymn-Progr Erlangen 1898, STONEY, Obs 23, S 361 (1900), STEWARD, Phil Trans A 225, S 131, Proc Opt Convention 1926, S 776, ROY, C R 192, S 461 (1931), B S A F 45, S 424 (1931)

[3] KINGSLAKE, M N 87, S 634 (1927)

[4] BRUNS, A N 104, S 1 (1883), STRAUBEL, Diss Jena 1888, A N 139, S 225 (1896), STREHL, Z f Instrk 15, S 362 (1895), MITRA, Proc Indian Ass Cult 6, S 1 (1920)

[5] SCHEINER u HIRAYAMA Abh Ak Berlin Anhang 1894, EVERITT, Proc R Soc London A 83, S 302 (1910)

[6] STRAUBEL, Verh Dsch Phys Ges 4, S 332 (1902), Phys Z 4, S 74 (1902), KEESE, Ap J 13, S 199 (1901), E HOFFMANN, Diss Jena 1912, WURM, Z f Astrophys 2, S 133 (1931)

29 Die Abbildung von Rändern[1] Um die Beleuchtung am Rande ausgedehnter leuchtender Flächen zu finden, verfährt man wie folgt Man ersetzt das Flächenelement, für das die Beleuchtung gesucht wird, durch die Beugungserscheinung, die diesem als leuchtendem Element entspricht, und ermittelt die Lichtmenge, die in die geometrisch optische Bildgrenze fällt Im folgenden sind die Beleuchtungsstärken für gleichmäßig helle Kreisscheiben als Funktion von ℨ und für den Halbmesser 𝔜 der Kreisscheiben im Beugungsmaß = 6, 4 bzw 2 nach STREHL gegeben, der auch den Helligkeitsabfall am Rande bei Farbenabweichung untersuchte Als Einheit = 100 gesetzt dient die durchschnittliche Lichtstärke des geometrisch-optischen Bildes 𝔐 entspricht

𝔜 = 6				4				2			
ℨ	M	M	𝔐	ℨ	M	M	𝔐	ℨ	M	M	𝔐
0	85	72	90	0	140	196	84	0	78	61	62
	96,5	93	88,5		130,5	171	84		75 5	57	59
3	111	122,5	87,5	2	107	114,5	79,5	1	69	48	52
	95	90	76		74,5	55,5	63,5		59,5	35,5	42
6	49	24	42	4	42	17,5	39	2	47 5	22 5	31
	6	0,5	11		18	3	17		34 5	12	21
9	−8	0,5	2,5	6	1	0	5	3	22	5	12,5
	−1	0	2		−4	0	2		11	1	6,5
12	4	0	1	8	−3,5	0	1 5	4	2	0	3

dem Fall, daß das Licht von den einzelnen Stellen der Kreisscheibe nicht miteinander interferiert, M^2 dem Fall, daß Interferenz eintritt Bei Planeten nimmt STREHL an, daß sie aus einer Unzahl von Stellen mosaikartig zusammengesetzt sind, die in wechselnder Verteilung nach Amplitude, Phase und Polarisation der Schwingung, von der Farbe abgesehen, teils übereinstimmen, teils nicht übereinstimmen M hat für den Fall Bedeutung, daß zwei benachbarte Kreisscheiben miteinander interferieren, z B wenn mit dem Heliometer Kreisscheiben auf Berührung eingestellt werden, für die Überlagerung sind die Werte mit Berücksichtigung des Vorzeichens zu addieren, ehe man die Intensität durch Quadrieren erhält Bemerkenswert ist, daß für beleuchtete Scheiben die Helligkeit in der Mitte größer ist als nach der geometrischen Optik, ferner daß in der Mitte ein dunkler Fleck auftreten kann, wie ihn PICKERING auf einem hellen Trabanten beobachtet hat Andererseits kann, wie $Z = 4$ zeigt, die Helligkeit in der Mitte auf den doppelten Wert des geometrisch-optischen Bildes ansteigen Ist das Bild der Scheibe sehr groß gegen das Beugungsscheibchen, so gilt die Lichtverteilung am Rande einer hellen Halbebene Für diese ist die Beleuchtungsstärke am geometrischen Rande gleich der Hälfte des Wertes weit innerhalb des Bildes der leuchtenden Halbebene Die Kurve der Beleuchtung als Funktion von ℨ verläuft symmetrisch zum geometrischen Rand, die folgende Tabelle gibt nur die Werte innerhalb dieses Randes

ℨ	0		2		4		6		8		10
M	50	80	100	109	106	99,5	95 5	96	100	103	102,5
M^2	25	64	102	118,5	112,5	99	91	92,5	100	105,5	105
𝔐	50	75	89	94	95	96	97	97	97,5	98	98

[1] ANDRÉ, C R 82, S 205, 607, 1191 u 1229, 83, S 946 (1876), J d Phys 5, S 265 u 304 (1876), Étude de la diffraction Diss Paris, Comparaison des effets optiques des petits et grands instruments d'astronomie Lyon Assoc Typogr 1889, Ann École norm 5 (1876), C R 83, S 946 (1876), 94, S 1401 (1882), Ann École norm 10 (1881), PERRY, M N 37, S 56 (1876), STRUVE, Mém Acad St Pétersbourg 30, Nr 8 (1882), Wied Ann 17, S 1008 (1882), STREHL, Z f Instrk 16, S 257 (1896), 17, S 301 (1897), 18, S 43 (1898), A N 158, S 91 (1902), 165, S 51 (1904), Centr Z f Opt u Mech 43, S 417 (1922), 46, S 47 (1925), 52, S 19 (1932), NAGAOKA, Phil Mag 45, S 1 (1898), BIRCK, Diss Göttingen 1909

NAGAOKA[1] gibt (Abb 36) die Lichtverteilung fur den Durchgang eines hellen bzw dunklen Lichtpunktes uber eine helle bzw dunkle Scheibe Diese Untersuchungen haben Bedeutung fur Sternendurchgange und fur Messungen mit dem Doppelbildmikrometer, sie bilden die Grundlage fur die Behandlung dieser Fragen durch die Kontrasttheorie Nach HAMY[2] bewirkt ein Spalt vor dem Objektiv fur die Messung von Sonnendurchmessern gunstigeren Lichtabfall am Rande Ist ε der scheinbare Halbmesser der Sonne, l die Lange und b die Breite des Spaltes und ist $m = \frac{\pi l \sin \varepsilon}{\lambda}$, $n = \frac{\pi b \sin \varepsilon}{\lambda}$, so ist die beste Form des Spaltes durch $n^2 = m\ 2$ gegeben Er gibt zunachst ein Verfahren an, um durch Laboratoriumsversuche den Unterschied zwischen dem so festgestellten Sonnenrand und dem geometrischen zu erhalten Spater zeigt er, wie man aus zwei Beobachtungen mit verschiedener Spaltlange und Fernrohrvergroßerung den geometrischen Durchmesser erhalten kann Nach einem zweiten Verfahren mißt er die Sonne bei verschiedenen Durchmessern der Objektivoffnung, wobei aber die Okularbrennweite dieser Öffnung umgekehrt proportional ist, so daß die Austrittspupille bei beiden Messungen gleich ist GROSSMANN[3] findet, daß man durch Beugung an einer dunklen Lamelle bzw einem Lamellenkreuz vor dem Objektiv bei hellen Sternen die Einstellgenauigkeit erhohen kann STREHL[4] behandelt auch die Wahrnehmbarkeit von hellen oder dunklen, selbstleuchtenden oder beleuchteten Punkten, Geraden oder Flachen und die Frage, bei welchem Objektivdurchmesser diese am besten wahrgenommen werden Zum Schluß sei noch auf Bd II, 1 Halfte dieses Handbuches Ziff 48—50, verwiesen

Abb 36 Die Lichtverteilung in Schichtendarstellung beim Durchgang eines Sterns

30 Die Farbenabweichung Kennt man die Anderung der Lichtverteilung im Beugungsscheibchen mit der Einstellung $\mathfrak{P}$, so kann man den Einfluß der Farbenabweichung in der Achse einer Linse untersuchen Es kommt ja darauf an, fur die Farben, fur die das Bild nicht in die Einstellebene fallt, in dieser Ebene die Lichtverteilung zu finden, die Helligkeiten sind zu addieren Nach STREHL[5] teilt man das Spektrum in kleine Wellenlangenbezirke, außer dem Faktor $P = I\ \lambda^2 = f(\mathfrak{P})$, der von dem Abstand des Bildpunktes fur den betreffenden Bezirk von der Einstellebene abhangt, kommt es noch auf die spezifische Lichtstarke i des betreffenden Bezirks an, wie er durch die Untersuchungen der physiologischen Optik, besonders von ARTHUR KONIG, gegeben ist Fur das Auflosungsvermogen mußte man $i\ \lambda$ nehmen, um seiner Zunahme mit abnehmendem λ Rechnung zu tragen, der Scheitel dieser Kurve liegt aber fast gleich mit dem der i-Kurve Die gesamte Helligkeit ist dann in dem gewahlten Achsenpunkt $\sum (Ii\ \lambda^2)$ STREHL geht nun davon aus, daß es fur das Erkennen von Einzelheiten, das Definitionsvermogen oder kurz die Definition, auf die Helligkeitsunterschiede der kleinsten, noch

[1] Ap J 51, S 73 (1920)

[2] C R 165, S 1082 (1917), 166, S 240 u 878 167, S 978 (1918), 169, S 821 (1919), 170, S 1143 (1920), 173, S 888 (1921), 188, S 1526 (1929), B A 1, S 197 (1920) C R 185, S 1230 (1927), 187, S 624 u 1089 (1928)

[3] A N 189, S 161 (1911), KUHL, ebenda 189, S 329 (1911)

[4] Z f Instrk 17, S 165 (1897), A N 158, S 89 (1902), Z f Instrk 25, S 199 (1905), MICHELSON, Ap J 2, S 60 (1895), RAYLEIGH J R Micr Soc 1903, S 474

[5] Z f Instrk 17, S 50, 77, 165 u 301 (1897), 19, S 364 (1899), 23, S 210 (1903), BUXTON, M N 85, S 78 (1924)

wahrnehmbaren Einzelheiten ankommt Er wählt daher als Maß der Definition, auch bei Aberrationen anderer Art, das Verhältnis der Helligkeit in der Mitte des Beugungsscheibchens für das mit Aberrationen behaftete Objektiv zu dem von Aberrationen freien, er nennt diesen Wert Z den Nutzeffekt Diese Festsetzung bietet wenigstens den Vorteil, daß dieser Wert ohne allzu große Mühe errechnet werden kann Z hängt von $F\ D^2$ ab Für die einfache Linse aus gewöhnlichem Kron $\nu = 60$ gilt nach STREHL folgende Tabelle

$F\ D^2$	25,6	12,8	6 4	3 2	1 6	0 8	0 4	0,2	0,1	0,05	0,025
Z	99	97	91	75	48	26	13	7	3	2	1

und für das achromatische Objektiv aus gewöhnlichen Silikatgläsern

$F\ D^2$	2,56	1 28	0,64	0,32	0,16	0,08	0 04	0 02	0,01	0,005	0,0025
Z	99	98	95	91	84	73	55	44	31	21	15

wenn F und D in mm gemessen werden Die Kurve des sekundären Spektrums soll nach Ziff 22 ihren Scheitel nahe an der hellsten Stelle des Spektrums haben STREHL findet nun, daß die Definition am größten ist, wenn man auf den Scheitel der Farbenkurve einstellt, und daß eine andere Korrektion des Objektivs, bei der der Scheitel der Farbenkurve um 0,03 μ gegen den Scheitel der Helligkeitskurve verrückt ist, die Definition um 20% senkt, und weiter daß bei Einstellung auf eine Ebene für den Brennpunkt der Strahlen, die gegen die im Scheitel der Farbenkurve um 0,03 μ abweichen, die Definition auf die Hälfte sinkt Dem widerspricht jedoch die leider vereinzelte Beobachtung von KEELER[1], daß man beim Lick-Refraktor das beste Bild erhält, wenn man 6,9 mm mehr nach außen einstellt TAYLOR[2] stellte sich die Frage, wie groß die Dicke der Fokalschicht ist, d h der Schicht, die die Brennebenen von allen Strahlenarten enthält, die für die Leistung noch mitwirken Er berücksichtigte noch Licht von einer Farbe, das in der Einstellebene keinen größeren Zerstreuungskreis ergab als den doppelten des Beugungsscheibchens für die eingestellte Farbe, die Einstellungsebene liegt also etwa in der Mitte der Fokalschicht, um die halbe Dicke gegen den Minimalfokus verschoben Er fand durch Versuche mit astronomischen Objektiven bis 300 mm Durchmesser, daß für solche Objektive die Dicke der Fokalschicht nur vom Öffnungsverhältnis $D\ F$ abhängt, und zwar $(F\ D)^{1,6}$ proportional ist, für $D\ F = 1\ 15$ war die Dicke 0,15 mm Für das Lick-Objektiv findet STREHL die Definition = 48%, für ein photographisches Fernrohr $D = 250$ und $f = 2500$ mm die Definition = 55% Bei den gebräuchlichen Öffnungsverhältnissen gewinnt man durch Verdoppelung der Brennweite um die Hälfte an Definition Für die Definition = 75 muß nach den obigen Tabellen bei der einfachen Kronlinse $F = 3{,}2\ D^2$, bei dem Achromaten $F = 0{,}081\ D^2$ sein, wenn D und F in mm gemessen werden CONRADY[3] geht davon aus, daß kein Licht zwischen C und F in der Einstellebene mehr als $\lambda\ 2$ Gangunterschied hat, er findet so $F = 0{,}11\ D^2$

Durch das sekundäre Spektrum leidet weniger die Auflösung von Doppelsternen als die Definition, die für das Erkennen von Einzelheiten der Planetenoberflächen wichtig ist[4] STREHL berechnet auch die Beleuchtung in außeraxialen Punkten der Einstellebene und findet, daß der Abfall der Helligkeit annähernd derselbe ist wie bei Farbenfreiheit

31 Die sphärische Abweichung Die sphärische Abweichung ist vielfach behandelt worden[5], auch strenger[6], zugleich Koma und Astigmatismus zuerst

[1] Publ A S P 2, S 160 (1890) [2] M N 54, S 67 (1893/4)

[3] M N 65, S 594 (1905), 79, S 575 (1919) [4] STREHL, A N 158, S 89 (1902)

[5] STRAUBEL, Münch Ak Abh 18 I, S 113 (1893), WALKER Proc Phys Soc 24, S 160 (1912), SILBERSTEIN, Phil Mag (6) 35, S 30 (1918), GRIFFITHS, Trans Opt Soc 21, S 37 (1920), RICHTER, Z f Instrk 45, S 1 (1925)

[6] BRILLOUIN, Ann École norm 33, S 17 (1916), FISCHER, Ann d Phys 72, S 353 (1923)

von STREHL[1], strenger von STEWARD und PICHT[2] Für die Behandlung der sphärischen Abweichung in der Achse vom Beugungsstandpunkt muß von der entsprechenden Wellenfläche ausgegangen werden, die eine von der Kugel abweichende Umdrehungsfläche ist Es handelt sich zunächst darum, die Abweichung dieser Fläche gegen die Kugel in ihrer Abhängigkeit von der sphärischen Abweichung darzustellen, d h die Wellenfläche aus den gegebenen Normalen, den Strahlen, abzuleiten

Ist z die Koordinate eines Punktes der Wellenfläche, gerechnet von ihrem Scheitel, wobei die Z-Achse in die optische Achse gelegt ist, r der Abstand dieses Punktes von der Achse, z_0 die Koordinate für einen Punkt gleichen Abstands auf der im Scheitel berührenden Kugel mit dem Radius ξ', und wird die sphärische Längsabweichung durch $\mathfrak{a} = \mathfrak{M} r^2 + \mathfrak{N} r^4$ dargestellt, so ist die Abweichung $z - z_0$ der Wellenfläche

$$z - z_0 = -\frac{\mathfrak{M} r^4}{4\xi'^2} - \frac{\mathfrak{N} r^6}{6\xi'^2} \tag{66}$$

Setzt man bei $\mathfrak{N} = 0$ die Längsabweichung für den Randstrahl, für den $r = p$ ist, gleich a_r, so ist $\mathfrak{M} = a_r\, p^2$, und in den Ausdrücken für C und S ist in der Klammer ein Glied $-a_r r^4\ (4\xi'^2 p^2)$ hinzuzusetzen, die Bildverschlechterung ist durch $\mathfrak{A} = \frac{\pi a_r p^2}{2\lambda\xi'^2}$ bestimmt Die folgende Tabelle gibt die Definition in Prozenten für die beste Einstellebene für verschiedene $\mathfrak{A}$ nach STREHL

$\mathfrak{A}$ =	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	15	25
I =	100	99	98	95	91	87	81	76	69	63	58	28	10

Die beste Einstellebene liegt in der Mitte zwischen den Schnittpunkten der Achsen- und der Randstrahlen, während die engste Einschnürung des Strahlenbündels zwischen diesem Punkt in der Mitte und dem Randschnittpunkt liegt Betrachtet man ein Objektiv, bei dem die sphärische Abweichung für den Rand gehoben ist und durch den zweigliedrigen Ausdruck dargestellt wird, so kann man den Zwischenfehler durch die sphärische Abweichung für $r = p\sqrt{0{,}5}$ messen Vergleicht man die Wirkung dieser Abweichung mit der einer gleichen sphärischen Abweichung $a_r = \mathfrak{M} p^2$, so zeigt sich die Herabsetzung der Definition geringer Auf Grund der RAYLEIGHschen Grenze findet man für die beste Einstellebene die zulässige sphärische Längsabweichung $a_r = 4\lambda \ \sin^2 u'$, wobei die Definition etwa 80% ist, bei aufgehobener Längsabweichung für den Rand ist die zulässige Zonenabweichung $6\lambda \sin^2 u'$ Die Lichtverteilung im Beugungsscheibchen für den ersten Fall zeigt Abb 33, Kurve IV Die Aufnahmen von Mrs GRIFFITHS in Abb 34 zeigen die Veränderung der Beugungsfigur durch sphärische Abweichung, und zwar die Reihe a_5, b_5, c_5 das Beugungsscheibchen bei bester Einstellung ohne und mit einer sphärischen Unterkorrektion entsprechend λ und 2λ Gangunterschied, die Reihen a_3, b_3, c_3, a_4, b_4, c_4, a_6, b_6, c_6, a_7, b_7, c_7 geben die entsprechenden Bilder, wenn auf drei bzw zwei Ringe außerhalb des Brennpunkts und zwei bzw drei Ringe innerhalb des Brennpunkts eingestellt wird (s auch Abb 104) Ist ein Farbenunterschied der sphärischen Abweichung vorhanden, so ist die chromatische Korrektion für die Zone

[1] Z f Instrk 15, S 362 (1895), 17, S 301 (1897), 19 S 364 (1899) 20, S 266 (1900) 22, S 213 (1902) 23, S 6 u 210 (1903), 24, S 322 (1904), 47 S 154 u 297 (1927), CentrZ f Opt u Mech 45 S 119 (1924), Phys Z 28 S 476 (1927) CONRADY, M N 79 S 575 (1919) Applied Optics and Optical Design Oxford Univ Press 1929, BUXTON M N 81, S 547 (1921), 83 S 475 (1923) Proc Opt Convention 2, S 759 (1926), MARTIN, Trans Opt Soc 26, S 63 (1921/2), 27, S 249 (1925/6)

[2] Ann d Phys 77, S 685 (1925), 80, S 491 (1926) Z f Instrk 50, S 308 (1930), 51, S 19, 77 u 117 (1931), Z f techn Phys 12, S 180 (1931) BORN Naturwiss 20 S 921 (1932), STEWARD, Phil Trans A 225, S 131 (1926), Proc Opt Convention 2, S 776 (1926)

$r = p\sqrt{0,5}$ herbeizufuhren Der bildverschlechternde Einfluß dieses Fehlers ist fruher besonders beim Fernrohr uberschatzt worden Obwohl die zweilinsigen apochromatischen Fernrohrobjektive diesen Fehler im weit großeren Maße zeigen als die achromatischen, macht er sich hier nicht storend bemerkbar, bei den Achromaten ist er daher sicher ohne Bedeutung, wie sich auch aus den Rechnungen von STREHL ergibt

Nach Miss CONRADY[1] tritt bei spharischer Abweichung bis $0,7\,\lambda$ Gangunterschied in der Einstellebene kein erheblicher Verlust an Auflosungsvermogen ein, wohl aber an Kontrast und Definition Der Fokus fur bestes Auflosungsvermogen fallt wahrscheinlich nicht mit dem zusammen, wo Kontrast und Definition am besten ist Ihre Experimentaluntersuchungen uber die photographische Einstellebene bei gewohnlicher spharischer Abweichung hatten folgendes Ergebnis Bei kleinerer Abweichung liegt die Einstellebene ubereinstimmend mit der Beugungstheorie, jenseits von $1,5\,\lambda$ Gangunterschied in der besten Einstellebene bleibt sie in fester Lage zum GAUSSischen Bildpunkt, die starker abweichenden Strahlen bilden nur einen großeren Halo Auch wenn auf Verschwinden des Halos eingestellt wurde, war zwar der Abstand der Einstellebene vom GAUSSschen Bildpunkt großer, aber immer noch kleiner als der Abstand des kleinsten Zerstreuungskreises der geometrischen Optik FLUGGE[2] fand, daß die Einstellebene sich dem GAUSSischen Bildpunkt um so mehr nahert, je kleiner das schwarze Objekt ist, dies beruht wohl auch auf verschiedener Auffassung der Einstellebene Er untersuchte besonders die Abbildung einer Kante und maß die Lichtverteilung mit dem Mikrophotometer, um die Kontrastlinien festzustellen Erst wenn die Kontrastgrenzen so dicht beieinanderliegen, daß sie vom Auge nicht mehr getrennt werden, empfindet das Auge das Bild als scharf Als Maß der Unscharfe sieht er daher die Breite des Flachenstuckes an, das von den Kontrastlinien uberdeckt wird Er kam zu folgenden Ergebnissen Die beste Einstellung bei gewohnlicher spharischer Abweichung liegt von dem GAUSSischen Bildpunkt um den 0,62fachen Betrag der Randabweichung entfernt, dies stimmt annahernd mit CONRADYS Einstellung fur die halofreie Kantenabbildung uberein Bei Zonenabweichung ist sie dort, wo sich solche Strahlen in der Achse vereinigen, fur deren Eintrittshohe $h_2^2 - h_1^2 = 0,5\, h_{Rd}^2$ ist Bei feinen Objekten nahert sich die beste Einstellung dem Umkehrpunkt der Aberrationskurve

32 Koma, Astigmatismus und anderes Wir gehen nun auf die Koma ein, soweit sie durch die SEIDELsche Theorie dargestellt wird Mißt man sie durch den Schnittweitenunterschied $\mathfrak{t}$ der gegenuberliegenden Randstrahlen, so ist die Große $\mathfrak{T} = \frac{\pi \mathfrak{t}}{3\lambda}\left(\frac{p}{\xi'}\right)^2$ maßgebend Fur strenge Anforderungen muß nach CONRADY $\mathfrak{T} < \pi$ 9 sein Fur $\mathfrak{T} = 4$ 3 stellt nach STEWARD Abb 37 die Lichtverteilung in Schichtlinien dar, die gestrichelten Linien entsprechen den dunklen Ringen mit der Intensitat 0 Abb 33, Kurve *VII* gibt diese Lichtverteilung langs dem Hauptschnitt (X-Achse von Abb 37) wieder, die Intensitat I_{max} des Maximums betragt noch 80% der der Mitte des idealen Beugungsscheibchens Bezeichnet man in Abb 20b die Spitze der Zerstreuungsfigur mit G und den nachsten Punkt des großten, d h dem Rande der Öffnung entsprechenden Zerstreuungskreises mit H, die Stelle von I_{max} mit M, so ist in diesem Fall $GM = \frac{2}{3}\,GH$, fur $\mathfrak{T} = 4$ wird $GM = \frac{1}{2}\,GH$, das Maximum ruckt nach der Spitze Abb 34 zeigt das Beugungsbild der Koma von verschiedener 1 bis 3facher Starke (e_1, e_2, e_3) und bei verschiedener Öffnung von 1 1500 bis 1 4000 (d_1 bis d_5), e_1 ist gleich $^4/_9\, d_1$

---

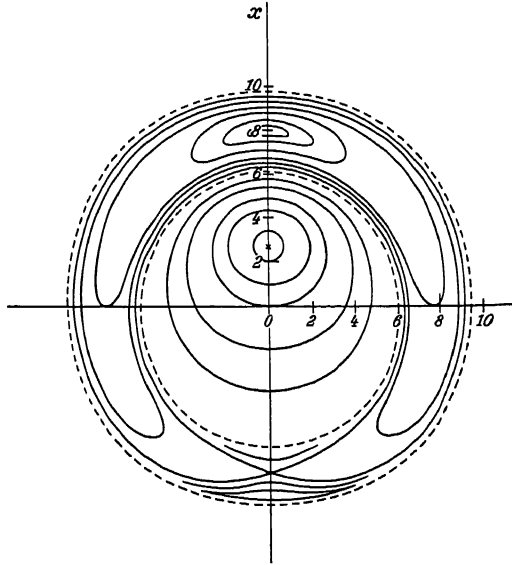
[1] Proc Opt Convention 2, S 830 (1926)

[2] Z f Instrk 46, S 333 (1926)

Fur den Astigmatismus ist $\mathfrak{Q} = \frac{\pi q}{\lambda}\left(\frac{p}{\xi'}\right)^2$ maßgebend, wo q der Unterschied der Schnittweiten fur das sagittale und das tangentiale Buschel ist, wenn man die Lichtverteilung auf der einen Seite der Mittelebene zwischen den Brennebenen um 90° dreht, wird die ganze zu dieser Mittelebene symmetrisch Im Beugungsscheibchen in der Mittelebene ist fur $\mathfrak{Q} = 1$ die Beleuchtung in den Durchmessern parallel den Brennlinien am großten und nimmt gleichmaßig nach den ihren Winkel halbierenden Durchmessern ab Fur $\mathfrak{Q} = 1{,}4$ zerfallt der Ring in vier helle Bogen, zwischen ihnen und dem Scheibchen sinkt die Helligkeit nicht mehr auf Null herab Fur $\mathfrak{Q} = 2{,}5$ verschmelzen die Bogen mit dem Scheibchen, es erscheint ein helles Kreuz, langs dessen Armen die Helligkeit allmahlich abnimmt, in den Winkelhalbierenden bemerkt man vier schwache Lichtpunkte, die Reste des zweiten Beugungsrings COUDER halt auf Grund praktischer Versuche $\mathfrak{Q} = 1{,}14$ fur zulassig Abb 34 e_5, e_6, e_7 zeigt das Beugungsbild fur Astigmatismus verschiedener Starke (1, 2, $2^3/_4$) bei Einstellung auf die Mitte der Brennstrecke

Abb 37 Die Lichtverteilung in Schichtendarstellung bei Koma

Den Einfluß von Luftschlieren behandelt STREHL[1], indem er annimmt, daß die Wellenflache sinusformig zylindrisch verbogen ist, und zwar um λ 6 bei einer Lange des Bogens von 100 mm Er findet, daß die Definition bei großeren Objektiven nahe konstant auf etwa 55% herabgesetzt wird

STREHL behandelt auch den Einfluß kombinierter Aberrationen[2] Es ist oben gezeigt worden, daß das Auflosungsvermogen von selbstleuchtenden und beleuchteten Gegenstanden verschieden ist Bei Beobachtungen mit dem Mikroskop hat man es nun fast durchweg mit beleuchteten Gegenstanden zu tun Fur diese Verhaltnisse hat ABBE[3] seine Theorie der Bilderzeugung beim Mikroskop entwickelt, diese Theorie wurde von STONEY[4] auf die Beobachtung von Planetenoberflachen mit dem Fernrohr ubertragen, STREHL neigt zu der Ansicht, daß deren Abbildung in der Mitte der von beleuchteten und der von selbstleuchtenden Gegenstanden steht MANDELSTAM[5] hat gezeigt, daß in vielen Fallen die Abbildung die gleiche ist, ob man es mit selbstleuchtenden oder mit beleuchteten Gegenstanden zu tun hat Endlich sei auf bisher noch nicht erwahnte Photographien von Beugungserscheinungen hingewiesen[6]

[1] Z f Instrk 22, S 213 (1902), WADSWORTH, Ap J 7, S 70 (1898)
[2] STREHL, Centr Z f Opt u Mech 41, S 21 (1920)
[3] Schultzes Arch f mikr Anat 9, S 469 (1873), LUMMER u REICHE, Die Lehre v d Bildentstehung im Mikroskop Braunschweig Vieweg 1910
[4] Phil Mag (6) 16, S 318 (1908), VORHIES, Ap J 40, S 311 (1914)
[5] Ann d Phys 35, S 881 (1911), Laue, ebenda 43, 165 (1914)
[6] ARKADIEW, Phys Z 14, S 832 (1913), RAMAN, Phys Rev 13, S 259 (1919), WILBERFORCE, Phil Mag 13, S 154 (1932)

c) Der Bau des Fernrohrs

33 Die Vergroßerung des Fernrohrs Als die Grundformen der praktisch in Betracht kommenden Fernrohre kann man Systeme von brechenden und spiegelnden Umdrehungsflachen ansehen, die parallele Strahlen wieder als parallele austreten lassen, sog teleskopische Systeme, deren Besonderheiten in der Abbildungslehre Ziff 11 behandelt sind Auch wenn Bild- und Dingabstand nicht unendlich sind, kann man durch Zusatzlinsen in der Eintritts- und Austrittspupille das System in ein teleskopisches verwandeln, ohne den Gang der Hauptstrahlen und die Öffnung der abbildenden Bundel zu andern Von dieser Erwagung ausgehend, soll hier bei der Behandlung des Fernrohrs zunachst ein teleskopisches System vorausgesetzt und erst im Anschluß daran der Fall des endlichen Ding- und Bildabstands behandelt werden Es moge mit den Linsenfernrohren begonnen werden Da die dicke Linse mit der Brennweite ∞ als Fernrohr keine praktische Bedeutung hat, so besteht die einfachste Art des Fernrohrs aus zwei getrennten Linsen, von denen die vordere als Objektiv, die hintere als Okular bezeichnet wird Wir beschranken uns zunachst auf die GAUSSische Abbildung Wie aus Abb 17 hervorgeht, verhalt sich der Durchmesser des austretenden Parallelstrahlenbundels zu dem des eintretenden, wie die Brennweite des Okulars f zu der des Objektivs F, wenn man die Gleichung (32) fur die Brennweite auf Objektiv und Okular anwendet Dies Verhaltnis gilt nach dem fruheren uberhaupt fur die Quervergroßerung B, die Vergroßerung von Strecken in achsensenkrechten Dingebenen, unabhangig vom Dingabstand, der umgekehrte, mit Γ bezeichnete Wert gilt fur das Konvergenzverhaltnis, die Winkelvergroßerung, insbesondere die der Hauptstrahlneigung gegen die Achse Diesen Wert bezeichnet man hier als die Fernrohrvergroßerung Sie ist also von der Lage der Eintrittspupille unabhangig Liegt sie in der hinteren Hauptebene des Objektivs, so folgt allein aus der Abbildung des Okulars, daß, wie schon festgestellt, $\Gamma = -F/f$ ist Die Fernrohrvergroßerung gibt an, in welchem Verhaltnis der Winkel, unter dem der Gegenstand dem Auge durch das Fernrohr erscheint, gegenuber dem Winkel, unter dem er dem freien Auge erscheint, vergroßert ist Da man gewohnlich mit dem Fernrohr weit entfernte Gegenstande beobachtet, so kann der Winkel, unter dem der Gegenstand von der Eintrittspupille erscheint, gleich dem Winkel, unter dem der Gegenstand mit freiem Auge erscheint, gesetzt werden Man kann so Γ als das Maß der wirklichen Vergroßerung des Fernrohrs ansehen Ausnahmsweise, etwa, wenn bei physikalischen Messungen mit einem besonders langen Fernrohr mit kleinem Dingabstand gearbeitet wird, ist es aber notig, auf die ursprungliche Bedeutung der Vergroßerung als des Verhaltnisses der Sehwinkel zuruckzugehen Infolge der Vergroßerung des Sehwinkels erscheint der Gegenstand nahergeruckt Dies hat aber nichts damit zu tun, in welcher Entfernung das Bild durch das Fernrohr entworfen wird Der Eindruck fur das Auge ist bei gleichem Bildwinkel derselbe, ob nun das Bild, wie hier zunachst angenommen wird, im Unendlichen liegt oder ob es fur ein fehlsichtiges Auge in anderer endlicher Entfernung entworfen wird, da die Akkommodation dem Auge keinen Anhalt fur die Entfernung gibt

Wie schon erwahnt, ist die Vergroßerung auch das Verhaltnis des Durchmessers des Querschnitts des eintretenden parallelen Strahlenbundels zu dem Durchmesser des austretenden Man kann sie also messen, wenn man feststellt, wieviel Male das Bild eines Maßstabes, das das Fernrohr hinter dem Okular entwirft, kleiner ist als dieser Maßstab selbst Hat man es bei naherem Ziel oder bei fehlsichtigen Augen mit keinen Parallelbuscheln zu tun, so kann man nur messen, wieviel Male die Austrittspupille kleiner ist als die Eintrittspupille Um

die Forderung paralleler Bundel nicht genau erfullen zu mussen, wird man auch sonst die Querschnitte der Bundel in der Nahe dieser Pupillen messen Die abgeleiteten Beziehungen sind nun auf dem Boden der GAUSSischen Theorie gefunden, sie gelten daher nicht uneingeschrankt fur endliche Öffnungen und Hauptstrahlneigungen Die Vergroßerung des Fernrohrs als die Winkelvergroßerung fur kleine Hauptstrahlneigungen in den Pupillen festzulegen, erscheint aber allgemein zweckmaßig, da Einzelheiten am besten mit dem Fernrohr erkannt werden, wenn man es mit seiner Achse auf den Gegenstand richtet, da ja die Bildfehler in der Achse am geringsten sind Im allgemeinen wird man nun vom Fernrohr eine treue, von Verzeichnung freie Wiedergabe verlangen Nach (43) muß dann $y'\xi$ $y\xi'$ konstant gleich der Fernrohrvergroßerung in der Achse sein, da ja $\Delta p'$ gegen ξ' und Δp gegen ξ im allgemeinen vernachlassigt werden kann Fur großere Gegenstande wird man also $\mathrm{tg}\,w'$ $\mathrm{tg}\,w$ als die Vergroßerung ansehen, und dies bei der unmittelbaren Messung benutzen, wenn notig aber nachtraglich die Verzeichnung berucksichtigen

34 Die Helligkeit des Fernrohrs Fur die Helligkeit des Fernrohrs ist einerseits der Querschnitt der vom Auge aufgenommenen Strahlen, andererseits die Leuchtkraft (Intensitat) der Strahlen maßgebend Man gibt die Helligkeit als das Verhaltnis zur Helligkeit des mit freiem Auge gesehenen Gegenstandes an Die Leuchtkraft der Strahlen wird nun beim Durchgang durch das Fernrohr vermindert Erstens findet an jeder Grenzflache zwischen Glas und Luft ein Reflexionsverlust statt, bei einer Flache und senkrechtem Durchtritt ist das Verhaltnis des zuruckgeworfenen zum einfallenden Licht $R=(n-1)^2\ (n+1)^2$, also ist fur $n=1{,}5$ der Reflexionsverlust 4% Bei zehn Flachen ist er $1-(1-R)^{10}$ und steigt fur $n=1{,}5$ auf 33,5% Abb 38 stellt den Spiegelungsverlust an einer Flache fur verschiedene Brechzahlen dar Mit großerem Einfallswinkel wird das Licht polarisiert, d h der Verlust ist fur die in der Einfallsebene und die senkrecht zu ihr polarisierten Anteile verschieden, Abb 39 stellt in Abhangigkeit vom Einfallswinkel ($n=1{,}5$) den Verlust fur die Anteile (——) und fur das ganze Licht (— — —) dar Mit großerem Einfallswinkel nimmt der Reflexionsverlust zu, bis $i=45°$ ist aber die Zunahme noch klein Zur Verminderung dieses Reflexionsverlustes werden die Linsen, wo es angeht, miteinander verkittet, da der Re-

Abb 38 Der Spiegelungsverlust in Prozenten bei senkrechtem Einfall fur verschiedene Brechungsquotienten

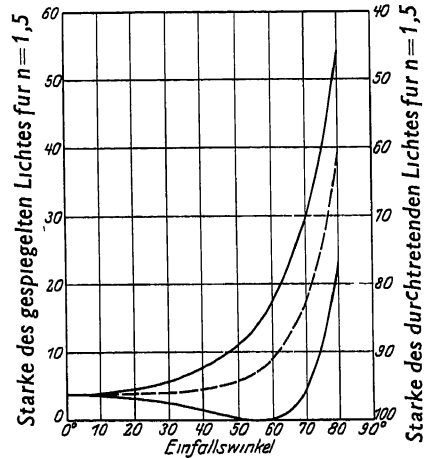



Abb 39 Der Spiegelungsverlust in Prozenten an der Oberflache eines Glases mit $n=1{,}5$ fur das ganze Licht (— — —) und fur die senkrecht zueinander polarisierten Anteile ( )

flexionsverlust an der Kittfläche praktisch Null ist. Zweitens tritt eine Schwächung der Leuchtkraft durch Absorptionsverlust im Glase ein, dieser kann je nach der Wellenlänge des Lichtes erheblich verschieden sein, so ist er verschieden für photographische Systeme und für Beobachtungssysteme, namentlich bei Flintglas nimmt die Absorption nach dem blauen Ende des Spektrums rasch zu. Ist der Durchlässigkeitsfaktor für eine Schicht von 1 cm a, so ist er für eine Schicht von d cm gleich a^d.

Bei verminderter Helligkeit erweitert sich die Pupille des Auges etwas, dies reicht aber bei weitem nicht aus, um den Verlust durch Reflexion oder Absorption im Fernrohr auszugleichen. Praktisch hat meist die Augenpupille beim Sehen mit dem Fernrohr dieselbe Größe wie ohne. Da also der Querschnitt der Bündel im ersten Falle nicht größer sein kann, kann das Fernrohr nur Bilder von verminderter Helligkeit zeigen, soweit es sich um Gegenstände von endlicher Flächenwinkelgröße handelt. Eine Vergrößerung der Austrittspupille über die Größe der Augenpupille hinaus bringt keine Steigerung der Helligkeit. Sie hat nur den Vorteil, daß auch bei seitlicher Abweichung von der richtigen Augenhaltung noch die ganze Augenpupille mit Licht erfüllt wird. Ist umgekehrt die Austrittspupille des Fernrohrs $m$mal kleiner als die Augenpupille, so wird die Helligkeit im Verhältnis m^2 herabgesetzt. Die Vergrößerung Γ_0, bei der die Austrittspupille gleich der Augenpupille ist, bezeichnet man als Normalvergrößerung. Der Durchmesser der Augenpupille ist bei Tageslicht (für 10000 MK Feldhelligkeit) 2,1 mm, dagegen in der Dämmerung (für 0,0001 MK) 7,3 mm. Während also bei Tageslicht ein Fernrohr noch mit der Austrittspupille von etwa 2 mm Durchmesser die größtmögliche Helligkeit bieten kann, wird es in der Dämmerung nur noch etwa den 12. Teil der Helligkeit eines gleichartigen Fernrohrs mit 7 mm Austrittspupille zeigen. Bei der Normalvergrößerung nimmt das Fernrohr von der Flächeneinheit des Gegenstandes Γ_0^2mal mehr Licht auf als das Auge unmittelbar, diese Lichtmenge wird aber auf eine Γ_0^2mal größere entsprechende Fläche des Bildes ausgebreitet. Die Lichtstärke des Fernrohrs ist daher der Fläche seiner Austrittspupille proportional. Als Einheit wählt man gewöhnlich die Austrittspupille mit einem Kreis von 1 mm Durchmesser. Diese geometrische Lichtstärke ist noch mit dem Durchlässigkeitsfaktor zu multiplizieren, um die Lichtstärke des Fernrohrs zu erhalten. Bei Fernrohren gleicher Art kennzeichnet die geometrische Lichtstärke die Leistung des Fernrohrs genügend. Ein lichtstarkes Fernrohr kann seine Überlegenheit nur bei schwacher Beleuchtung zeigen, bei kleiner Augenpupille leistet es nicht mehr als ein solches, dessen Austrittspupille der Augenpupille gleichkommt.

Wenn ein Gegenstand von endlicher Winkelgröße durch ein Fernrohr mit der Durchlässigkeit 1 dem Auge vergrößert geboten wird, so muß, damit dies größere Bild ebenso hell erscheint, im Verhältnis Γ^2 mehr Licht aufgenommen werden, d. h. die Austrittspupille muß ebenso groß wie die Augenpupille $\Gamma = \Gamma_0$ sein, wie schon hervorgehoben wurde. Anders liegt der Fall, wenn die Winkelgröße des Bildes so klein ist, daß es dem Auge punktförmig erscheint. Eine kleine Lichtquelle auf dunklem Grunde erscheint ja in kleinerer Entfernung heller als in größerer, obwohl die Leuchtkraft der Strahlen dieselbe ist, es wird nur ein größerer Öffnungswinkel vom Auge aufgenommen. Man wird so erwarten, daß die Bilder von Sternen durch das Fernrohr in dem Verhältnis heller erscheinen, wie die Fläche der Eintrittspupille größer ist als die der Austrittspupille, wenn nur die Augenpupille alle Strahlen aufnimmt. Wenn ein Stern $n$ter Größe mit einem Objektiv von dem Durchmesser D_n erkannt wird, so braucht man für einen $m$ter Größe ein Objektiv mit dem Durchmesser $D_m = D_n \varrho^{\frac{m-n}{2}}$, wo ϱ das

Verhältnis der Lichtstärke aufeinanderfolgender Größenklassen ist, vorausgesetzt ist, daß die Leistung eines solchen Objektivs voll in Wirkung tritt Ein Fernrohr mit m mal so großer Eintrittspupille wird also den Stern noch in der m fachen Entfernung sichtbar machen Nach KUHL[1] gilt dies auch noch, wenn bei Übervergrößerung das Beugungsscheibchen in erheblicher Winkelgröße sichtbar wird Er erklärt dies auf Grund des folgenden Gesetzes von RICCO Ist p_0 der Halbmesser der Augenpupille, i_s die eben merkliche Leuchtkraft des Gegenstandes und w der Sehwinkel, so ist nach diesem Gesetz das Produkt $i_s p_0^2 w^2$ konstant Es gilt nach KUHL noch, wenn 900 Zapfen erregt werden Damit ein Stern sichtbar wird, muß die Beleuchtungsstärke B'_f des flächenhaften Sternbildes sich von dem Hintergrund um einen kleinen Bruchteil von etwa 1%, bei schwacher Beleuchtung um das Mehrfache von diesem Wert 1 unterscheiden Der von dem Stern aufgenommene Lichtstrom ist nun der Fläche der Eintrittspupille πp^2 proportional, die Helligkeit des Himmelsgrundes als einer ausgedehnten Fläche ist nach dem Obigen $\pi p'^2$ proportional, wenn p' der Halbmesser der Austrittspupille und diese kleiner als die Augenpupille ist, wie es bei Sternbeobachtung der Fall ist Außerdem wird noch der Himmelsgrund durch das Eigenlicht der Netzhaut aufgehellt Dieses Licht setzt KUHL πp_0^2 proportional, wo p_0 der Halbmesser der Augenpupille ist Ist I_s die Leuchtkraft des eben sichtbaren Sterns, k_g bzw k_e die Leuchtkraft des Himmels bzw des Eigenlichts, so ergibt sich

$$\frac{I_s p^2}{k_g p'^2 + k_e p_0^2} = \text{konst} \tag{67}$$

oder nach Einführung von $\Gamma = p\; p'$, $\Gamma_0 = p\; p_0$ und $I_{s,\infty}$ gleich dem Wert von I_s für $k_g = 0$, wo der Nachthimmel völlig dunkel ist,

$$I_s = I_{s,\infty}\left(1 - \frac{k_g}{k_e}\,\frac{\Gamma_0^2}{\Gamma^2}\right) \tag{68}$$

Mit der Übervergrößerung nimmt der Schwellenwert I_s ab, die Sichtbarkeit wird erhöht, da die Helligkeit des Himmelsgrundes herabgesetzt wird

HERSCHEL[2] erwähnt, daß er mit seinem Spiegelfernrohr von 300 mm Öffnung die Uhr an einem entfernten Kirchturm bei Nacht ablesen konnte, während sie mit freiem Auge überhaupt nicht zu sehen war Beobachtet man bei Nacht mit einem Fernrohr, dessen Pupille der des Auges genügend nahe kommt, so hat man den Eindruck einer Steigerung der Helligkeit, obwohl sie infolge der Reflexions- und Absorptionsverluste erheblich herabgesetzt ist GEHRHOFF[3] erklärt dies dadurch, daß bei kleinem Sehwinkel der Reizschwellenwert für das vergrößerte Netzhautbild kleiner ist und daher eine kleinere Bildhelligkeit die Auslösung eines genügenden Reizes bewirkt Es kommt wohl auch in Betracht, daß für das Erkennen von Formen die Unschärfe infolge der Aberrationen des Auges bei stärkerer Vergrößerung weniger stört

Was die photographische Helligkeit von Lichtpunkten oder von Sternen betrifft, so muß auf die Größe des Beugungsscheibchens zurückgegangen werden[4] Für $\lambda = 430\,\mu\mu$ ist die Größe im Winkelmaß $\delta_0 = 216'',4\; D$, linear $d_0 = 0{,}00105\, F\; D$, wobei in mm gemessen wird Die Beleuchtungsstärke in dem Scheibchen ist, wenn γ einen Faktor bezeichnet,

$$B = \gamma\,\frac{D^2}{d_0^2} = \frac{\gamma D^4}{0{,}00105^2 F^2} \tag{69}$$

[1] Sirius 51, S 101 (1918) [2] Phil Trans 90, S 67 (1800)
[3] Z f techn Phys 2, S 245 (1921)
[4] v OPPOLZER, Wiener Ak Ber 116, IIa, S 1151 (1907)

Da d_0 bei mäßigem Öffnungsverhältnis die Korngröße übertrifft, wird B auch für die photographische Wirkung maßgebend sein Wirken noch andere Ursachen proportional F verbreiternd auf das Lichtscheibchen, so ist

$$d = d_0 + mF = \frac{0{,}00105\,F}{D}\left(1 + \frac{mD}{0{,}00105}\right), \tag{70}$$

$$B = \frac{\gamma}{0{,}00105^2}\,\frac{D^4}{F^2}\left(1 + \frac{mD}{0{,}00105}\right)^2 = \gamma\,\frac{D^4}{F^2}\,(0{,}00105 + mD)^2 \tag{71}$$

Es kommt also für die photographische Wiedergabe auch der lichtschwachen Sterne nicht nur auf den Objektivdurchmesser, sondern auch auf das Öffnungsverhältnis an Der Vorteil des großen Öffnungsverhältnisses zeigte sich bei den Aufnahmen mit weit geöffneten Hohlspiegeln durch SCHAEBERLE[1] ($D = 33$ cm, $F = 51$ cm), VOGEL[2] ($D = 44$ cm, $F = 92{,}7$ cm) und OPPOLZER[3] ($D = 40$ cm, $F = 100$ cm) und mit besonders lichtstarken Objektiven (GUTHNICK und PRAGER[4])

35 Das Auflösungsvermögen Es ist oben Ziff 27 die Abhängigkeit des Auflösungsvermögens vom Objektivdurchmesser begründet worden Man prüft es bei kleineren Fernrohren am besten durch Gitter (Ziff 62), weil bei Doppelsternen schon die semmelförmige Gestalt als Trennung angesehen werden kann Bereits HERSCHEL[5] untersuchte den Einfluß des Objektivdurchmessers auf die Größe des Sternbildes und die Auflösung Für Gitter fand FOUCAULT[6] mit mäßig starken astronomischen Fernrohren den theoretischen Wert $\psi = 1{,}22\,\lambda\ D = 138''\ D$, RAYLEIGH[7] mit schwächeren Fernrohren für rechteckige Öffnung $\psi = \lambda\ D$, für kreisförmige $\psi = 1{,}1\,\lambda\ D$, NOETZLI[8] für $D = 1$ bis 54 mm $\psi = [(77\ D) + 2]''$, er beobachtete mit dem STAMPFERschen Gitter, D ist immer in mm gerechnet DAWES[9] gab auf Grund seiner Beobachtungen von Doppelsternen für mittlere Luftverhältnisse an $\psi = 116''\ D$ Ungünstig ist es, wenn ein schwacher Begleiter in den ersten hellen Ring fällt, um ihn auf eine dunkle Stelle zu bringen, half sich DAWES, indem er die Öffnung verkleinerte oder die Objektivlinsen dezentrierte, BARNARD[10] benutzte eine um die Achse drehbare sechseckige Blende vor dem Objektiv Für die Trennung heller Doppelsterne kann auch Abdecken der Mitte des Objektivs von Vorteil sein (Ziff 28), nach STEINHEIL[11] ist bei hellen Doppelsternen ein Rauchglas von Vorteil Ein gutes Auge vermag bei nicht zu starker und nicht zu schwacher Beleuchtung einen Doppelpunkt bzw eine Doppellinie mit 1′ Winkelabstand zu trennen Um das Auflösungsvermögen des Fernrohrs auszunutzen, braucht man eine Vergrößerung gleich dem Objektivdurchmesser in mm, man nennt sie die n u t z l i c h e o d e r f o r d e r l i c h e V e r g r ö ß e r u n g Um bequemer zu sehen, wendet man aber bis vierfache Übervergrößerung an, HUYGENS[12] gibt in seiner Fernrohrtabelle Vergrößerungen gleich dem 1,4 fachen des Durchmessers in mm an LEWIS[13] gibt eine Tabelle über die Vergrößerungen, die verschiedene gute Doppelsternbeobachter benutzten, er leitet daraus für $D > 80$ ab, daß eine Vergrößerung $V = 28\sqrt{D}$ zweckmäßig ist Je stärker nämlich die Vergrößerung ist, um so mehr macht sich die Luftunruhe störend bemerkbar Aus einer weiteren Tabelle[14] findet er für das Auflösungsvermögen $122''\ D$, wenn die beiden Sterne nahe gleich hell

[1] Ap J 23, S 109 (1903) [2] Berl Ak Ber 17, S 332, Ap J 23, S 370 (1906)
[3] Wiener Ak Ber 116, IIa, S 1151 (1907) [4] Berl Ak Ber 21, S 275 (1926)
[5] Phil Trans 76, S 500 (1786), 95, S 31 (1805) [6] Ann Obs Paris, Mém 5 (1858)
[7] Phil Mag 10, S 116 (1880)
[8] Diss Zürich, Ost Z f Vermess 13, S 26, Auszug in Z f Instrk 35, S 65 (1915)
[9] Mem R A S 8, S 63 (1835), 35, S 154 (1867) [10] A N 182, S 13 (1909)
[11] A N 64, S 205 (1865)
[12] Op reliqu II, S 158 Amstelodami Jansson-Waesberg 1728
[13] Obs 36, S 423 (1913) [14] LEWIS, Obs 37, S 372 (1914)

von der Großenklasse 5,7 und 6,4 sind, 216″ *D*, wenn die Großen 8,5 und 9,1 sind, 419″ *D*, wenn sie 6,2 und 9,5 sind, 914″ *D*, wenn sie 4,7 und 10,4 sind PICKERING[1] gibt eine Skala fur die Luftverhaltnisse Die Szintillation untersuchten besonders EXNER[2], RAYLEIGH[3], BIGOURDAN[4] und GALLISSOT[5], DOUGLASS[6] zeigte, wie die Form der Sternbilder von der Große der Luftwellen und der Objektivoffnung abhangt (siehe auch Ziff 32), uber atmospharische Storungen siehe PEASE und COUDER[7] Bei mittleren Luftverhaltnissen ist in unserer Gegend schon bei etwa 150 mm Objektivdurchmesser das Szintillationsscheibchen ebenso groß wie das Beugungsscheibchen Fur die Beobachtung von Planeten wird man unter gunstigen Bedingungen selten mehr als eine Objektivoffnung von 300 mm ausnutzen konnen STEAVENSON[8] behandelt die Abhangigkeit der erkennbaren Sterngroßen vom Objektivdurchmesser Mit dem Yerkes-Fernrohr wird noch die Große 16,75 erkannt KRITZINGER[9] gibt als Formel fur die eben noch erkennbare Großenklasse $\mathfrak{M} = 2{,}2 + 5 \log D$ (D in mm), ANDRÉ setzt $\mathfrak{M} = 0{,}07 + 5 \log D$ Bei Tage kann man nach ELLISON[10] mit einem Funfzoller noch die Sterne der dritten Große erkennen, wenn der Abstand von der Sonne groß und die Luft klar ist, eine starke Vergroßerung benutzt wird und gut scharf eingestellt ist (man stellt am besten auf Venus ein) Mit dem Lick-Fernrohr von 96 cm Öffnung wird noch eine Trennung von 0,13″ erreicht und von 0,1″ angedeutet, mit dem Lembanger Fernrohr von 60 cm wird 0,25″ gemessen und 0,15″ erkannt[11]

Fur irdische Beobachtung wird bei dunstiger Luft ein Nikol[12] oder auch ein Farbglas empfohlen GHEURY[13] bemerkt, daß das Erkennen von lichtschwachen Nebeln durch Bewegen des Fernrohrs erleichtert wird (Uber Refraktion im Rohre, insbesondere infolge einseitiger Erwarmung siehe COUDER und RENTON[14]) Wenn bei einem 12 cm langen Rohre die Luft auf der einen Seite einen Grad warmer ist, ist bei parallelem Strahlengang nach RAYLEIGH[15] der Unterschied der optischen Weglangen erst λ 4 und daher fur die Bildgute noch unschadlich LANGLEY[16] empfiehlt Durchmischen der Luft

Auch die photographische Platte vermag je nach ihrer Art nur Einzelheiten bis zu einer gewissen Feinheit wiederzugeben, je feinere sie wiedergibt, um so unempfindlicher ist sie aber meist Auf die verwickelten Verhaltnisse fur das Auflosungsvermogen kann hier nicht eingegangen werden, es sei auf das Buch von ROSS[17] verwiesen, doch kommen fur die Astrophotographie nur hochempfindliche Platten in Betracht, da die Verbreiterung der Bildscheibchen hauptsachlich durch Fehler des Objektivs infolge von Verbiegung und Mangeln des Glases, durch Luftunruhe und durch ungenaues Nachfuhren des Leitfernrohres bedingt ist

36 Die Einteilung der Fernrohre Damit eine vergroßernde Wirkung, wie sie fast durchweg erstrebt wird, zustande kommt, muß der absolute Wert von

[1] A N 129, S 97 (1892)
[2] Wiener Ak Ber 84, S 1038 (1881), 110, S 73 (1901), Ap J 21, S 368 (1905), EXNER u VILLIGER, Wiener Ber 111, S 1265 (1902), 113, S 1019 (1904)
[3] Astron u Astrophys 12, S 834 (1893) [4] C R 160, S 415, 536 u 579 (1915)
[5] C R 179, S 459 (1924) [6] Pop Astr 5, S 65 (1897/8), 6, S 193 (1898)
[7] PEASE, Publ A S P 36, S 191 (1924), COUDER, B A 7, S 304 (1932)
[8] J B A A 25, S 186 (1915), 26, S 302 (1916)
[9] Sirius 49, S 13 (1916), ANDRÉ, Traite d'Astronomie Stellaire, S 113 Paris Gauthier-Villars 1899
[10] J B A A 26, S 227 (1916)
[11] VOÛTE, Ann d Bosscha Sternw Lembang 4, 1 Teil (1932)
[12] POHL, Dinglers J 111, S 96 (1849) [13] Nature 91, S 86 (1913)
[14] RENTON, Nature 63 S 334 (1901) COUDER, B A 7, S 305 (1932)
[15] Encycl Brit 24 (1888), Scientific Papers 3, S 102, WADSWORTH, Ap J 16, S 292 (1902)
[16] Am J of Science 15, S 89 (1903)
[17] The Physics of the Developed Photographic Image New York Nostrand Co 1924

$\Gamma > 1$ sein, d. h. die Objektivbrennweite F größer als die Okularbrennweite f. Im übrigen dient als verkleinerndes Fernrohr ein vergrößerndes mit umgekehrtem Strahlengang und kann daher für die weitere Untersuchung ausscheiden. Als Fernrohr mit der Vergrößerung 1 verwendet man zwei gegeneinandergestellte gleiche Okulare. Für das vergrößernde Fernrohr aus zwei dünnen Linsen muß F positiv sein, es sind dann die beiden Fälle zu unterscheiden, daß f positiv oder negativ ist. Der erste Fall entspricht dem des astronomischen (Himmels-, KEPLERschen) Fernrohrs, der zweite dem des holländischen (GALILEIschen) Fernrohrs. Beim ersten ist Γ negativ und dementsprechend das Bild umgekehrt, während es beim zweiten aufrecht ist. Objektiv und Okular bestehen nun meist aus mehreren Linsen, damit eine ausreichende Bildgüte erzielt wird. Zum Objektiv rechnet man zweckmäßig die vorderen Linsen bis zu der Stelle, wo sich der Querschnitt des achsenparallelen einfallenden Bündels etwa bis auf die Größe der Austrittspupille zusammengezogen hat. Versteht man nun unter einem einfachen sammelnden bzw. zerstreuenden Linsensystem ein solches, das positive bzw. negative Brennweite besitzt und das bei dem Strahlengang des Fernrohrs zwischen seinen Linsen kein reelles Bild entwirft, das gegen das letzte Bild umgekehrt ist (ein Bild zwischen den Linsen wird z. B. bei dem Okular nach HUYGENS [Ziff. 45] entworfen), so kann man das astronomische Fernrohr dadurch kennzeichnen, daß sowohl Objektiv wie Okular einfache sammelnde Linsensysteme sind, während beim holländischen Fernrohr das Okular ein einfaches zerstreuendes ist; beim Erdfernrohr wird dagegen zwischen den Linsen ein gegen das letzte Bild umgekehrtes Bild entworfen. Das holländische Fernrohr ist auch dadurch von den anderen Linsenfernrohren verschieden, daß bei ihm kein reelles Bild innerhalb des Fernrohrs entsteht, ein Fadenkreuz also unmittelbar nicht angebracht werden kann. Man kann es daher als Fernrohr ohne Innenbild den anderen Linsenfernrohren mit Innenbild gegenüberstellen, die ohne weiteres als Meßfernrohre eingerichtet werden können.

37. Zur Geschichte des Fernrohrs. Als Erfinder des Fernrohrs gilt nach VAN SWINDENS[1] Untersuchungen J. LIPPERSHEY, das von DE WAARD[2] dagegen Vorgebrachte scheint mir nicht ausreichend. Jedenfalls hat LIPPERSHEY am 5. Oktober 1608 den Generalstaaten ein Fernrohr vorgelegt und erhielt 300 Gulden; auf Verlangen lieferte er am 15. Dezember ein binokulares Fernrohr und am 13. Februar 1609 noch zwei weitere solche und erhielt im ganzen 900 Gulden; die Linsen waren aus Bergkristall. Das nachgesuchte Patent wurde ihm allerdings am 15. Dezember 1608 verweigert, da verschiedene andere von der Erfindung Kenntnis hatten. Inzwischen hatte nämlich J. ADRIAENSZOON, genannt METIUS, ein Fernrohr eingereicht, von dem noch Verbesserung gewünscht, aber nicht geleistet wurde, und das mit 100 Gulden bezahlt wurde. Auch der älteste Bericht in dem Werk von SIRTURUS[3] vom Jahre 1618 nennt LIPPERSHEY als Erfinder. Als GALILEI Kunde von der holländischen Erfindung erhielt, baute er ebenfalls solche Fernrohre. Das zweite Fernrohr, mit dem er 1609 die Signorie von Venedig die Aussicht vom Markusturm bewundern ließ, war 60 cm lang, hatte 40 mm Durchmesser und 9fache Vergrößerung; es bestand aus einer plankonvexen und einer plankonkaven Linse[4]. KEPLER[5] gab 1611 das nach ihm benannte

[1] Nieuwe Verh. I. Kl. Nederl. Instituut 1831, 3. Teil, S. 103; OLBERS, Schumachers Jahrb. 1843, S. 57; DOBERCK, Obs. 2, S. 364 (1879).

[2] De uitvinding der verrekijkers. s'Gravenhage: Smits 1906; FAVARO, Atti Ist. Veneto 66, S. 4 (1906/7).

[3] Telescopium. Frankfurt: Jennis 1618. Auszug übersetzt v. ROHR, Dtsch. opt. Wochenschr. 9, S. 396 (1923).

[4] FAVARO, Nuovo Arch. Veneto 1, S. 55 (1891); Atti Ist. Veneto 60, S. 317 (1900/1).

[5] Dioptrice. Augsburg 1611; Ostwalds Klass. 144, S. 48 u. 51.

astronomische Fernrohr wie auch das terrestrische an Es wurde zuerst von SCHEINER[1] ausgeführt, aber erst als Mitte der 40er Jahre SCHYRLE VON RHEYDT, nach dem das terrestrische Fernrohr auch als RHEITAsches Fernrohr bezeichnet wird, Optiker, besonders WIESEL in Augsburg, zur Herstellung veranlaßte, fanden diese Fernrohre Verbreitung, dann aber rasch, da man den Vorteil des größeren Gesichtsfeldes gegenüber dem holländischen, besonders bei den stärkeren Vergrößerungen für astronomische Zwecke, zu würdigen wußte Für ein SCHYRLEsches Erdfernrohr gibt ZAHN[2] folgende Brennweiten Objektiv 93 cm, einfach vergrößernde Umkehrlinse 7 cm, Okular 6,2 cm, ähnlich sind die eines erhaltenen Fernrohrs von COOK aus dem Jahre 1673 (Ziff 48)

Über die Geschichte des Fernrohrs siehe WILDE[3], SERVUS[4], GERLAND[5], über die ältere Geschichte COURT, v ROHR und BAXANDALL[6], über die des holländischen Fernrohrs[7], die des Erdfernrohrs[8], die des achromatischen Objektivs und die damit zusammenhängende des optischen Glases[9], sowie die des binokularen Fernrohrs[10] v ROHR, über die des Spiegelfernrohrs GEISSLER[11], KLEIN[12] und SAFAŘIK[13]

38 Der Strahlengang beim astronomischen Fernrohr. Bei diesem Fernrohr ist meist die Fassung des Objektivs Öffnungsblende und zugleich Eintrittspupille, da die Gesamtdicke des Objektivs klein gegen die Brennweite zu sein pflegt, kann man die Eintrittspupille in die vordere Hauptebene des Objektivs legen In Abb 40 ist der Strahlengang für den Fall dargestellt, daß das Objektiv O_1 ein reelles Bild vor dem Okular $O_2 O_3$ entwirft und daß die Austrittspupille A, das vom Okular entworfene Bild des Objektivs, reell ist, hinter dem Okular liegt Man sieht diese Austrittspupille als hellen Kreis, wenn man mit dem Auge in den Abstand der deutlichen Sehweite vom Okular zurückgeht In der vorderen Brennebene des Okulars ist eine Gesichtsfeldblende G angeordnet, die eine scharfe Begrenzung des Gesichtsfeldes bewirkt, da sie zugleich mit dem Bild scharf gesehen wird Die brauchbare Größe dieser Blende ist durch die Größe der Okularlinsen und die Güte ihrer Abbildung bestimmt

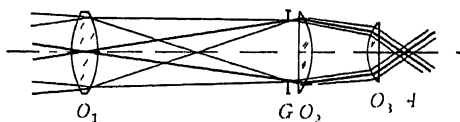



Abb 40 Der Strahlengang beim astronomischen Fernrohr

Wenn man durch das Fernrohr beobachtet, so bringt man die Mitte der Eintrittspupille des Auges zum Zusammenfallen mit der Mitte der Austrittspupille des Fernrohrs Es bleibt dann der Hauptstrahlengang ungeändert und auch die Öffnung der Bündel, außer wenn der Durchmesser der Augenpupille nur ein Bruchteil von dem der Austrittspupille ist In diesem Fall wird auch die Öffnung auf denselben Bruchteil beschränkt Das Auffinden der richtigen Haltung des Auges wird durch eine Augenmuschel von entsprechender Höhe

[1] Rosa Ursina Bracciani 1630
[2] Oculus artificialis III, S 137 Herbipoli Heyl 1685
[3] Geschichte d Optik Berlin Rucker u Puchler 1843
[4] Die Geschichte d Fernrohrs Berlin Julius Springer 1886
[5] Geschichte d Physik München Oldenbourg 1913
[6] Trans Opt Soc 30, S 207 (1928/9), BAXANDALL ebenda 24, S 304 (1922/3)
[7] v ROHR Z f Instrk 37, S 65 (1917), Centr Z f Opt u Mech 43 S 377 (1922), Dtsch opt Woch 9, S 276 u 396 (1923)
[8] v ROHR Z f Instrk 40, S 15 (1920), 52 S 517 (1932)
[9] v ROHR Z f Instrk 29 S 50 (1909), Dtsch opt Woch 1915/6, S 369
[10] v ROHR, Die binokularen Instrumente, 2 Aufl Berlin Julius Springer 1920
[11] Technische Geschichte d reflektierenden oder Spiegelteleskops Dresden Walther 1807
[12] Centr Z f Opt u Mech 2, S 121 (1881)
[13] Centr Z f Opt u Mech 15, S 207 (1894)

erleichtert, die auch das Seitenlicht abhalt Ist das Auge dem Okular zu nahe oder zu weit davon, so wird das Gesichtsfeld verringert, da die seitlichen Bundel nicht mehr in das Auge gelangen konnen Dieser Fall kann bei Okularen von sehr kurzer Brennweite eintreten, wo vielfach der Abstand der Austrittspupille von der letzten Okularlinse zu klein ist, oder wenn beim Einschalten eines Zenit- oder Reversionsprismas hinter dem Okular das Auge zu weit nach hinten gedrangt wird Je nachdem in diesem Falle die Pupille des Auges großer oder kleiner ist als die Austrittspupille, begrenzt die Austrittspupille die Öffnung und die Augenpupille das Gesichtsfeld oder umgekehrt Wenn Augen- und Austrittspupille zusammenfallen, kann das Gesichtsfeld nur mit ruhendem Auge uberblickt werden Da aber die Sehscharfe nach dem Rande der Netzhaut rasch abnimmt, werden fur das genauere Sehen unwillkurlich Augendrehungen zu Hilfe genommen, damit das Bild auf der Netzhautgrube, der Stelle der großten Sehscharfe, entsteht Man unterscheidet diese Art des Sehens als direktes von dem indirekten mit ruhendem Auge Der Augendrehpunkt liegt etwa $10^1/_2$ mm hinter der Pupille Fur das direkte Sehen liegt der Kreuzungspunkt der Hauptstrahlen in dem Augendrehpunkt, in den man sich die Eintrittspupille des Auges zuruckgeschoben denken kann Beim astronomischen Fernrohr ist im allgemeinen dies direkte Sehen nur moglich, indem man außer der Augendrehung noch Querbewegungen des Kopfes zu Hilfe nimmt Wollte man den Augendrehpunkt in die Austrittspupille bringen, so wurde das Gesichtsfeld im indirekten Sehen beschnitten und damit die Orientierung zu sehr erschwert werden Dem naturlichen Sehen nahert man sich um so mehr, je großer Austritts- und Augenpupille sind Bei nicht zu großem Gesichtsfeld kann dann der Fall eintreten, daß man den Rand des Gesichtsfelds im direkten Sehen ohne Kopfbewegung wahrnehmen kann, allerdings bei beschrankter Öffnung der schiefen Bundel

39. Das Objektiv fur Beobachtung Als Objektiv benutzte man in den ersten 100 Jahren nach der Erfindung des Fernrohrs eine einfache Sammellinse Damit die Farbenabweichung in der Achse nicht zu storend wurde, mußte man sich mit kleinem Öffnungsverhaltnis begnugen Der Durchmesser des farbigen Zerstreuungskreises in der Brennebene wurde in Ziff 20 zu D 2ν gefunden Dieser Zerstreuungskreis erscheint durch das Okular unter dem Winkel D $2\nu f$ $= D\Gamma$ $2\nu F$ Setzt man die zulassige Große gleich 5′ und $\nu = 60$, so ergibt sich $F = 5{,}6\, D\Gamma$, und wenn Γ gleich der Normalvergroßerung D in mm gewahlt wird, $F = 5{,}6\, D^2$ Fur $D = 25$ mm wird $F = 3500$ AUZOUT[1] fordert $F = 1{,}06\, D^2$, HUYGENS[2] $F = 1{,}4\, D^2$, CONRADY[3] $F = 3{,}8\, D^2$ (s auch Ziff 30) Fur etwas großere Durchmesser war man daher genotigt, sehr lange Objektivbrennweiten zu verwenden, man ließ daher das Rohr fort, diese Luftfernrohre konnten aber nur unvollkommen mit der notigen Genauigkeit gerichtet werden[4] (Abb 41) Wahrend 1655 HUYGENS noch mit einem Fernrohr von 57 mm Öffnung und 3,3 m Brennweite die Gestalt des Saturn und den Saturnmond Titan entdeckte, allerdings spater auch zu Luftfernrohren uberging, brauchte CASSINI ab 1671 fur die Entdeckung von vier weiteren Saturnmonden CAMPANIsche Luftfernrohre von 35′ bis 136′ Lange (siehe auch die Berichte[5] uber die von den Brudern CHR u C HUYGENS sowie die von CAMPANI hergestellten Objektive und deren

[1] Phil Trans abr 1665, S 191 [2] Op reliqu II, S 158 Amstelodami 1728

[3] J B A A 20, S 299 (1910)

[4] HEVELIUS, Machinae coelestis pars prior Gedani 1673, HUYGENS, Œuvres complètes IV, S 227 u 433 Nijhoff La Haye, Astroscopia compendiaria, tubi optici molimine liberata Haag 1684

[5] KLEIN, Sirius 32, S 277 (1899), SCHRODER, Centr Z f Opt u Mech 20, S 171 (1899), NIJLAND, Hemel en Dampkr 20, S 241 (1922), HUYGENS, Œuvres complètes, Vorrede zu Bd XV Nijhoff La Haye 1925

Untersuchung) Bei zwei Objektiven von C HUYGENS mit etwa 200 mm Öffnung und 60 bzw 57 m Brennweite war die technische Ausfuhrung bemerkenswert gut, die Beschaffenheit des Glases aber mangelhaft[1]

Wie in Ziff 20 gezeigt wurde, laßt sich bei einem Objektiv aus zwei dunnen Linsen die Farbenlangsabweichung heben NEWTON[2] hatte diese Moglichkeit verneint, da er auf Grund seiner Versuche annahm, daß die Dispersion der um 1 verminderten Brechzahl proportional ist, also der ν-Wert fur verschiedene Stoffe gleich sei Achromatische Objektive ließ zuerst CHESTER MOOR HALL 1729 herstellen, und zwar bis zur Große von 2″, er hat aber uber seine Erfindung nichts veroffentlicht[3] So wurde diese Erfindung lange dem Optiker DOLLOND[4] zugeschrieben, der sich einen großeren Posten von optisch brauchbarem Flintglas gesichert hatte, das damals nur nebenbei bei der Fabrikation abfiel, und von 1758 ab Objektive in guter Beschaffenheit und großerer Zahl auf den Markt brachte SHORT ruhmt die Bildgute eines Objektivs von 95 mm Durchmesser ($f = 107$ cm, Vergroßerung 150fach) Angaben uber Objektive von DOLLONDS Bauart machen v ROHR[5], RICHARD[6] und BOEGEHOLD[7]

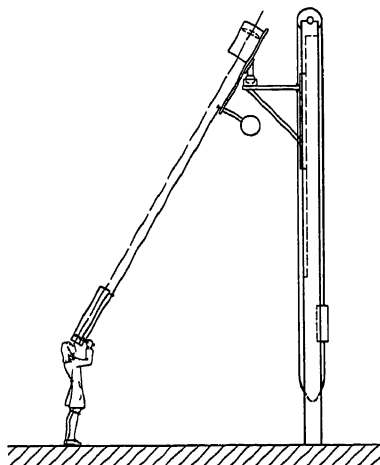



Abb 41 Die Beobachtung mit einem Luftfernrohr im 17 Jahrhundert

Bei dem zweilinsigen Objektiv konnen die Radien so gewahlt werden, daß außer der Einhaltung einer vorgeschriebenen Brennweite und der Aufhebung der Farbenabweichung noch zwei Bedingungen erfullt werden Als die eine wahlte man die Aufhebung der spharischen Abweichung, erst FRAUNHOFER, dessen Bedeutung fur die Optik zu seinem 100 Todestage wieder gebuhrend hervorgehoben wurde[8], erkannte, daß man als vierte Bedingung zweckmaßig die Aufhebung der Koma in der Nahe der Achse einfuhrt Die Erfullung dieser Bedingung, die wohl auch mit seinem Namen bezeichnet wird, ist besonders wichtig, wenn mikrometrische Messungen in der Brennebene des Objektivs vorgenommen werden sollen, da dann fur genaue Einstellung die symmetrische Form der Sternbilder notig ist Als Beispiel eines solchen Objektivs (Abb 42) seien die Daten des FRAUNHOFERschen Heliometerobjektivs fur Konigsberg[9] ($F = 2553$, $D = 158$ mm) (Ziff 16) angefuhrt, bei dem wie ublich die vordere Linse aus Kron ist Die Radien sind $r_1 = 1891$, $r_2 = -753$, $r_3 = -768$, $r_4 = -2655$ mm, die Dicken $d_1 = 13{,}5$ und $d_2 = 9$, die Brechzahlen ${}_C n_1 = 1{,}524738$, ${}_F n_1 = 1{,}533699$,

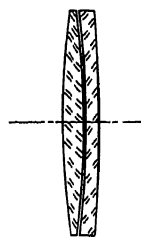



Abb 42 Das Objektiv nach FRAUNHOFER

[1] SAMPSON u CONRADY Proc R Soc Edinburgh 49 S 289 (1929)

[2] Optics 1 Buch, II, Prop 3 London 1729, Ostwalds Klass 96, S 83

[3] PROSSER, Obs 40 S 297, Optician 53, S 203 (1917), v ROHR, Centr Z f Opt u Mech No 41 S 379 (1920), Z f Instrk 51, S 85 u 163 (1931)

[4] Phil Trans 50 II, S 733 (1758), Engl Patent 721 (1758), Brief von SHORT, Phil Trans 55, S 54 (1863)

[5] Z f Instrk 40, S 15 (1920), Trans Opt Soc 27, S 277 (1925/6)

[6] Bull Soc Fr Phot 11, S 183 u 252 (1924)

[7] Trans Opt Soc 30 S 41 (1928/9)

[8] Naturwiss 1926, Heft 23 v ROHR, J Fraunhofers Leben, Leistungen u Wirksamkeit Leipzig Akad Verlagsges 1929

[9] v MERZ, Munch Ak Ber 28 S 75 (1898)

${}_C n_2 = 1{,}630307$, ${}_F n_2 = 1{,}648455$ Fur das Objektiv der Yerkes-Sternwarte sind die entsprechenden Zahlen[1] $r_1 = -r_2 = 6950$, $r_3 = 6145$, $r_4 = 1\,219000$, $d_1 = 58$, $d_2 = 28$, Linsenabstand $A = 215{,}2$, ${}_C n_1 = 1{,}513193$, ${}_F n_1 = 1{,}522032$, ${}_C n_2 = 1{,}610092$, ${}_F n_2 = 1{,}626824$ HERSCHEL[2] wahlte als vierte Bedingung die Hebung der spharischen Abweichung fur einen zweiten Achsendingpunkt in endlichem Abstand, diese Bauart weicht von der FRAUNHOFERS wenig ab

Uber die Berechnung der zweilinsigen unverkitteten Fernrohrobjektive gibt es eine reiche Literatur[3] Liegt die Eintrittspupille im dunnen Objektiv oder ist die Koma gehoben, so ist die Bildkrummung ϱ_s fur die sagittalen Buschel bei der Brennweite 1 durch $1 + \sum(\varphi\ n)$ und die starkere ϱ_t fur die tangentialen Buschel durch $3 + \sum(\varphi\ n)$ gegeben Der Astigmatismus[4], gemessen durch den Unterschied dieser Krummungen, ist immer gleich 2 Fur die gebrauchlichen Achromate ist annahernd $\varrho_s = -1{,}7$, $\varrho_t = -3{,}7$ Von Verzeichnung ist das gewohnliche Fernrohrobjektiv, in dem sich die Hauptstrahlen kreuzen, praktisch frei, bei geeigneter Wahl der Glasarten konnen die inneren Radien gleichgemacht werden[5], so daß die Linsen zur Verringerung des Reflexionslichtverlustes mit Kanadabalsam verkittet werden konnen Dies kommt jedoch nur fur kleinere Öffnung bis etwa 50 mm oder wenn bei großerer Austrittspupille die Anforderungen an das Objektiv geringer sind, in Betracht, da der Kitt beim Erharten das Objektiv verspannt[6] Fur kleinere Objektive pflegt man mit dem Öffnungsverhaltnis bis etwa 1 4 zu gehen, bei 100 mm Objektivbrennweite ist die Zone der spharischen Aberration etwa gleich 0,06 mm, die Anderung der spharischen Abweichung mit der Farbe von C bis F etwa gleich 0,2 mm Bei großeren astronomischen Objektiven begnugt man sich mit dem Öffnungsverhaltnis 1 18, damit der Einfluß des sekundaren Spektrums nicht zu storend wird, CONRADY[7] fordert $F = 0{,}1\,D^2$ in mm (s auch die Tabelle von STREHL in Ziff 30) Unter diesen Umstanden sind die geringen Zonen der spharischen Abweichung von keiner Bedeutung, und ihre Verringerung, die bei einem Objektiv aus drei Linsen moglich ist, kommt nur fur Sonderfalle in Betracht

GAUSS[8] hat eine Bauart des zweilinsigen Objektivs angegeben, bei der statt der Erfullung der FRAUNHOFERschen Bedingung der Farbenunterschied der

---

[1] Ross, Ap J 76, S 184 (1932) [2] Phil Trans 1821, S 222

[3] STAMPFER, Jahrb d polyt Inst Wien 13, S 30 u 52 (1828), SEIDEL, A N 35 S 301 (1853), STEINHEIL, Gott Nachr 1865, S 131, Munch Ak Ber 1867, S 284, V J S 18, S 255 (1883), A N 109, S 208 (1884), MOSER, Z f Instrk 7, S 225 (1887), STEINHEIL u VOIT, Handbuch d angewandten Optik Leipzig Teubner 1891, TAYLOR, M N 53, S 359 (1893), CHARLIER, V J S 31, S 266 (1896), Z f Instrk 18, S 253 (1898), STEINHEIL, Z f Instrk 17, S 338 (1897), HERZ, A N 147, S 321 (1898), KERBER, Mechaniker 9, S 157 (1901), STREHL, Z f Instrk 21 S 10 (1901), HARTING, ebenda 19, S 104 (1899), 29, S 365 (1909), v ROHR, Die Bilderzeugung in optischen Instrumenten Berlin Julius Springer 1904, CONRADY, M N 65, S 594 (1905), TAYLOR, A System of Applied Optics London Macmillan 1906, STEINHEIL, Z f Instrk 26, S 84 (1906), PELLETAN, Optique appliquee Paris Beranger 1910 SMITH, Nat Phys Lab Coll Res 13, S 181 (1916) Trans Opt Soc 18, S 160 (1917), Phil Mag (6) 36, S 405 (1918), Trans Opt Soc 22, S 111 (1920/1), Nat Phys Lab Coll Res 14, S 99 (1920), EVERSHED, Trans Opt Soc 17, S 142 (1917), CHALMERS, ebenda 18, S 183 (1917), ALLEN Phil Mag (6) 35, S 471 (1918), WOODWORTH, J Opt Soc Amer 4, S 286 (1920), SMITH, Sc Pap Bur of Stand 18, S 559 (1922/3), TARDY, Rev d'Opt 4, S 305 (1925), GARDNER, Sc Pap Bur of Stand 22, S 550 (1927)

[4] HARTING, Z f Instrk 19, S 138 (1899), Wiener Ak Ber 108, S 1387 (1899)

[5] MOSSOTTI, Nuova teoria d stromenti ottici Pisa Nistri 1859, HARTING, Z f Instrk 18, S 357 (1898), 20, S 230 (1900), 28, S 165 (1908), HOEGH, ebenda 19, S 37 (1899) SMITH, Nat Phys Lab Coll Res 13, S 197 (1916), CRANZ, Z f Instrk 44, S 237 (1924) MOFFITT, J Opt Soc Amer 11, S 147 (1925), MOFFITT u KASPEREIT, ebenda S 275, CHRÉTIEN, C R 178, S 470 (1924), H SCHULZ, Z f techn Phys 12, S 178 (1931)

[6] EBERHARD, Z f Instrk 23, S 274 (1903) [7] J B A A 20, S 299 (1910)

[8] Lindenaus Z f Astronomie 4, S 345 (1817)

sphärischen Abweichung gehoben ist. Alle Flächen sind hier nach der Dingseite erhaben, für $F = 1000$ $(D = 77)$ ist $r_1 = 116{,}33$, $r_2 = 345{,}14$, $r_3 = 143{,}30$, $r_4 = 95{,}62$, $d_1 = 6{,}81$, $d_2 = 2{,}72$, $A = 1{,}70$, die Brechzahlen für Rot und Violett waren zu ${}_rn_1 = 1{,}50435$, ${}_vn_1 = 1{,}52598$, ${}_rn_2 = 1{,}58181$, ${}_vn_2 = 1{,}62173$ angenommen. Die Abweichung von der FRAUNHOFERschen Bedingung ist aber nicht groß, so daß die Bauart bei größeren Objektiven mit kleinem Öffnungsverhältnis für Beobachtung brauchbar ist. So sind Objektive dieser Art, auch mit Flint voraus, mehrfach mit gutem Erfolge ausgeführt worden[1], allerdings ohne daß farbenreinere Bilder erzielt wurden. Die Verringerung des sekundären Spektrums ist nach Ziff. 21 nur dadurch möglich, daß es SCHOTT gelungen ist, in dem Fernrohrflint ein Glas zu schmelzen, dessen Gang der Dispersion sich dem des Kronglases mehr nähert[2]. Da die Abweichung von dem Gang der Dispersion eines gewöhnlichen Silikatflints mit gleichem ν nur gering ist, muß der Unterschied der ν-Werte für die beiden Linsen klein sein, er beträgt nur etwa 10, während er bei den gewöhnlichen Achromaten über 20 beträgt. Dadurch ist man in dem Öffnungsverhältnis beschränkt, da sonst die Krümmungen zu stark werden. Der zweilinsige Apochromat wurde daher zunächst mit einem Öffnungsverhältnis von 1 : 18 (A-Objektiv von ZEISS) ausgeführt. Um das größere Öffnungsverhältnis von 1 : 15 zu erreichen, hat man ein wenig größere Farbenabweichung zugelassen (AS-Objektive von ZEISS)[3]. Mit einem dreilinsigen Objektiv, wie dem von TAYLOR[4] (Abb. 43) und dem B-Objektiv von ZEISS, läßt sich bei einem Öffnungsverhältnis von 1 : 15 eine nahezu völlige Aufhebung des sekundären Spektrums für Beobachtungszwecke erreichen (Abb. 28). Wegen der Schwierigkeit der Herstellung größerer Glasscheiben sind diese Apochromate bisher nur in kleinen Größen bis zu 30 cm ausgeführt worden[5]. Betreffend die älteren Bemühungen der Glastechnik zur Hebung des sekundären Spektrums sei auf die Forschungen v. ROHRS[6] verwiesen. Die älteren Versuche von BLAIR[7], mit Flüssigkeitslinsen diesen Fehler zu heben, hatten nur als Anreiz für die Glastechnik Bedeutung. Zur Verminderung des sekundären Spektrums kann man bei hellen Gegenständen Filter anwenden, geeignet ist das SCHOTTsche Glas F 16623, noch besser sind Gelatinefilter, z. B. mit Rapidfiltergrün II der Höchster Farbwerke, Farbstoffdichte 0,5, die Durchlässigkeit ist für $0{,}644\,\mu$ 0,25, $0{,}578\,\mu$ 0,68, $0{,}546\,\mu$ 0,81, $0{,}480\,\mu$ 0,52, $0{,}436\,\mu$ 0,12, $0{,}405\,\mu$ 0,065, siehe ferner ältere Vorschläge[8]. Zum besseren Erkennen irdischer Ziele eignet sich das SCHOTTsche Farbglas OG 3.

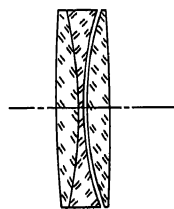



Abb. 43. Der Apochromat nach TAYLOR.

Als vor 100 Jahren die Herstellung größerer Flintglasscheiben außer in Benediktbeuern noch Schwierigkeit machte, wurde von BARLOW[9] die Zerstreuungslinse mitten zwischen der Kronlinse und ihrem Brennpunkt angeordnet und von ihm als Flüssigkeitslinse ausgebildet, an dieser Stelle braucht sie nur den halben

---

[1] KRÜSS, Z. f. Instrk. 8, S. 7 (1888).

[2] WOLF, V. J. S. 33, S. 261 (1898), Z. f. Instrk. 19, S. 1 (1899).

[3] SONNEFELD, Centr.-Ztg. f. Opt. u. Mech. 46, S. 235 (1925), SEITZ, Dtsch. opt. Woch. 1925, S. 704.

[4] M. N. 54, S. 328 (1894), Engl. Patent 17994 (1892).

[5] Engineering 58, S. 661 (1894).

[6] Z. f. Instr. 29, S. 50 (1909), Dtsch. opt. Woch. 1915/6, S. 369.

[7] Edinburgh Trans. 3 II, S. 3 (1791).

[8] MITTENZWEY, A. N. 106, S. 45 (1883), SCHUR, Z. f. Instrk. 4, S. 317 (1884), SIL u. PETERS, A. N. 152, S. 177 (1900), ŠAFAŘIK, V. J. S. 18, S. 245 (1883).

[9] Phil. Trans. S. 105 (1828), S. 33 (1829), S. 9 (1831), S. 1 (1833), Pogg. Ann. 14, S. 313 (1828), Ann. Chim. Phys. (2) 40, S. 351 (1829), PRECHTL, Jahrb. d. polyt. Inst. Wien 13, S. 125 (1828).

Durchmesser (s auch den Bericht von HERSCHEL u a uber die Leistung[1]) Die Flussigkeitslinse hat aber den Nachteil, daß bei Temperaturanderung sich die Brechung der Flussigkeit und, was am schlimmsten ist, in den verschiedenen Teilen verschieden andert ROGERS[2] verwendet zum Farbenausgleich an dieser Stelle eine zweifache dunne Linse von der Brennweite ∞ (Ziff 20), die Gesamtbrennweite ist also hier gleich der der Hauptlinse, diese Objektivart hat Farbenunterschied der Vergroßerung, der aber durch sog Kompensationsokulare gehoben werden kann Solche Fernrohre wurden von PLOSSL in Wien in großerer Zahl unter dem Namen Dialyt vertrieben

40 Das photographische Objektiv Die photographische Platte ist zwar etwa 10000mal unempfindlicher als das Auge, dieser Mangel kann aber durch lange Belichtung ausgeglichen werden, ja es konnen noch lichtschwachere Gegenstande als mit bloßem Auge entdeckt werden Die photographischen Refraktoren fur die Himmelskarte von 3,4 m Brennweite und 34 cm Öffnung liefern bei einstundiger Belichtung die Sterne der 13 Großenklasse, die mit dem gleichen

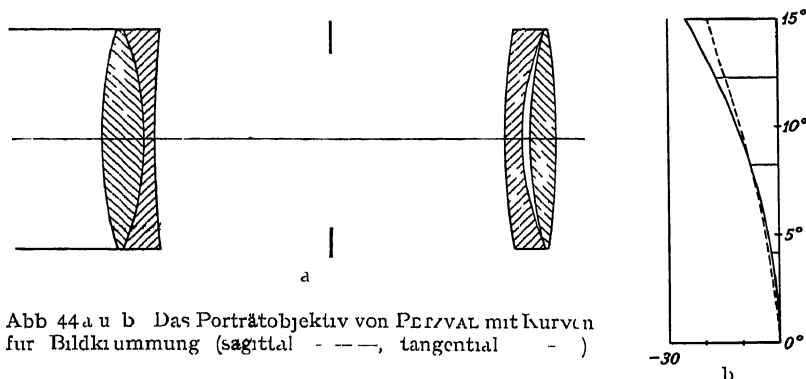



Abb 44 a u b Das Porträtobjektiv von PETZVAL mit Kurven fur Bildkrummung (sagittal - — —, tangential -)

Objektiv noch eben wahrgenommen werden konnen Die Photographie ist aber gegen Luftunruhe empfindlicher Die Sternbilder werden dadurch verbreitert, sind aber noch rund

Je nachdem ein Objektiv fur Beobachtung oder fur Photographie bestimmt ist, ist es verschieden chromatisch zu korrigieren (Ziff 22) Die Radienverhaltnisse werden dadurch nicht sehr geandert Durch geringe Anderung des Linsenabstandes und Umdrehen der Kronlinse hat man die Korrektur der einen Art in die der anderen verwandelt, um das Objektiv abwechselnd fur beide Zwecke zu gebrauchen[3] Zu dem gleichen Zweck kann eine einfache Linse auf das Objektiv aufgesteckt werden Um den Durchmesser kleiner halten zu konnen und so an Kosten zu sparen, hat man sie wohl zwischen Objektiv und Brennebene eingeschaltet[4] Mit einem dunnen zweilinsigen System, einer afokalen Linse nach ROGERS[2], kann die Umkorrektion ohne Anderung der Gesamtbrennweite erreicht werden In diesem Falle wird aber Farbenabweichung der Vergroßerung eingefuhrt, um so mehr, je naher diese Linse an den Brennpunkt ruckt, also je kleiner sie ist Ist die Zusatzlinse bei visuellem Gebrauch eingeschaltet, so kann dieser

[1] Proc R Soc London 3, S 245 (1833)

[2] Edinburgh J of Science 9, S 126 (1828) = Pogg Ann 14, S 324 (1828), STAMPFER, Jahrb d polyt Inst Wien 14, S 108 (1829), PRECHTL, ebenda 13, S 220 (1828)

[3] PICKERING, Nature 36, S 562 (1887)

[4] NEWALL, M N 54, S 373 (1894), KEELER, Ap J 1, S 101 (1895), BELOPOLSKI, ebenda 3, S 147 (1896), LORD, ebenda 6, S 87 (1897), FROST, ebenda 15, S 12 (1902), VOGEL, Publ Potsdam 15, Nr 45, S 22 (1907), MOFFITT, J Opt Soc Amer 20, S 457 (1930), PLASKETT, Ap J 25, S 195 (1907), 32, S 243 (1910), ROSS, ebenda 76, S 184 (1932)

Fehler durch Kompensationsokulare, die dieselbe Farbenabweichung der Brennweiten besitzen, aufgehoben werden Durch ein Zusatzsystem von zwei getrennten kleineren Linsen[1] kann die Umkorrektion und zugleich ein besser geebnetes Bild erreicht werden, ohne daß Farbenabweichung der Vergroßerung eintritt Alle diese Einrichtungen sind nur als Notbehelf anzusehen Bei derselben Bauart und Brennweite des Objektivs ist die Große der Zerstreuungsfigur infolge von Bildkrummung und Astigmatismus fur einen Punkt außer der Achse dem Durchmesser des Objektivs und dem Quadrate der Hauptstrahlneigung proportional Will man einen großeren Winkel noch scharf abbilden, so muß man den Objektivdurchmesser im quadratischen Verhaltnis kleiner nehmen Die Normalfernrohre fur die photographische Himmelskarte von 340 mm Öffnung und 3,4 m Brennweite zeichnen 2,8° Gesichtsfeld aus Lange Brennweiten dienen besonders zur Koordinaten- und Parallaxenbestimmung, zur Helligkeitsmessung und zu Spektralaufnahmen Wo man großeres Gesichtsfeld braucht, wie fur das Aufsuchen von Kometen und Planeten, das Studium von veranderlichen Sternen, von Meteoren und des Zodiakallichts, muß man Objektive von der Bauart der gewohnlichen photographischen verwenden, bei denen Bildkrummung und Astigmatismus nahezu gehoben sind Bei dem PETZVALschen Objektiv[2] (Abb 44a) sind die Bildkrummungen noch $\varrho_s = \varrho_t = -0{,}4$, es zeichnet sich aber durch kleine Zonen der spharischen Abweichung aus Mit einem Objektiv von 160 mm Öffnung und 800 mm Brennweite werden etwa 7° ausgezeichnet Durch einfache Bauart zeichnet sich das Triplet nach TAYLOR[3] (Abb 45a) aus, mit dem man bei gleicher Öffnung und Brennweite etwa 15° erhalt Zur Hebung der Zonenfehler kann man nach SONNEFELD[4] bei diesem Objektiv einer Flache der Hinterlinse eine von der Kugel abweichende Gestalt geben Das Tessar von RUDOLPH kann man seiner außeren Form nach als ein Triplet mit verkitteter Hinterlinse beschreiben Besonders geringe Verzeichnung fur 9° Gesichtsfeld nur 0,005% bei Hebung der ubrigen Bildfehler, zeigt ein Objektiv von kleinerem Öffnungsverhaltnis aus vier getrennten Linsen von Ross[5] (Abb 46a), das von SONNEFELD[6] durch Ein-

Abb 45a u b Das Triplet nach TAYLOR

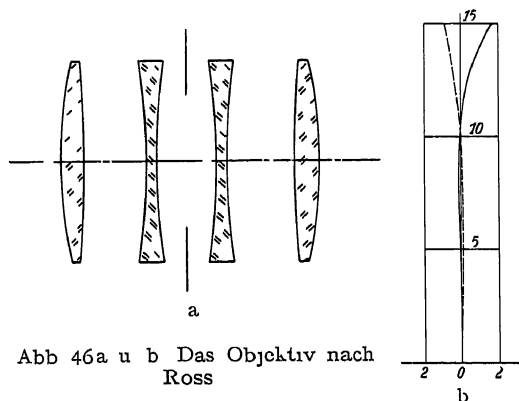



Abb 46a u b Das Objektiv nach Ross

[1] BOEGEHOLD Z f Instrk 30, S 302 (1910), V J S 45, S 302 (1910)

[2] v ROHR Z f Instrk 21, S 49 (1901), BARNARD, Ap J 21, S 35 (1905) ($D = 25{,}4$ cm)

[3] Engl Patent 15107 (1895), M N 64, S 613 (1904), SCHWARZSCHILD, Gott Abh N F 4, Nr 3 (1905), KERBER, Z f Instrk 35, S 23 (1915), 36, S 269 (1916), PETERS, Pop Astr 27, S 349 (1919) ($D = 25{,}4$ cm)

[4] Centr Z f Opt u Mech 45, S 268 (1924)

[5] J Opt Soc Amer 5, S 123 (1921)

[6] Dtsch opt Woch 11, S 17 (1925)

fuhrung besonders lichtdurchlassiger Glasarten verbessert wurde Bei dem Vierlinser mit großer Öffnung von SONNFELD (Abb 47), fur den ebenfalls besonders lichtdurchlassige Glasarten gewahlt sind und bei dem die Zonen der spharischen Abweichung durch geringere Deformation gehoben werden konnen, ist bei $D = 400$ und $F = 2000$ noch ein Gesichtsfeld von 15° brauchbar, die Verzeichnung betragt nur 0,02% Abb 48 gibt eine 0,75 fach verkleinerte Aufnahme mit einem Objektiv von diesen Daten wieder (1° = 27 mm), bei der die optische Achse in der einen Ecke liegt Uber Versuche mit photographischen Objektiven verschiedener Bauart fur Aufnahmen von Nebeln und veranderlichen Sternen siehe GUTHNICK und PRAGER[1] sowie SCHNELLER[2] Fur die Objektive von PETZVAL, TAYLOR und ROSS sind in Abb 44b, 45b und 46b Kurven fur die sagittale (----) und tangentiale (— — —) Bildkrummung gegeben Die Verzeichnung betragt beim Objektiv von PETZVAL fur 5° 1,6‰, fur 10° 6,4‰, beim Triplet fur 5° etwa 2‰, fur 7° 4‰ Abweichung gegen die Achsenbrennweite Die Zone der spharischen Abweichung betragt beim Objektiv von PETZVAL mit 1 3,5 Öffnung 0,55 mm, beim Triplet mit 1 5 Öffnung 3,3 mm fur $F = 1000$, beim Objektiv von ROSS ist sie etwa wie beim Triplet Den Einfluß der Koma auf das Sternbild zeigt Abb 80b u c Die Verzeichnung bei einem Triplet stellten SCHWASSMANN[3], bei einem Objektiv nach ROSS-SONNEFELD ARTHUR KONIG und HECKMANN[4] fest WOLFER[5] untersuchte ein Triplet, FARNSWORTH[6] ein Doppelobjektiv, beide aus Glasarten mit großerer Ultraviolettdurchlassigkeit nach dem HARTMANNschen Verfahren

Abb 47 Der Vierlinser nach SONNEFELD

Abb 48 Eine Aufnahme mit dem Vierlinser

Das Bild der Sonne kann bei der großen Helligkeit auch unter Verwendung des Okulars zur Vergroßerung des Objektivbildes auf einen Schirm projiziert werden Das Okular muß dann etwas herausgezogen werden, so daß es ein reelles Bild entwirft Die Vergroßerung des Okulars ist gleich dem Schirmabstand von seinem hinteren Brennpunkt dividiert durch die Brennweite, die Gesamtbrennweite ist dann gleich der Objektivbrennweite mal der Vergroßerung des

[1] Berl Ak Ber 21, S 275 (1926)
[2] Berlin-Babelsberg Veroff 8, Heft 6 (1931), KLUGHARDT, Z f Instrk 45, S 262 (1925), BERTELE, Z f wiss Photogr 24, S 31 (1926)
[3] Hamb Sternw Mitt 6, S 26 (1921)
[4] V J S 63, S 279 (1928)
[5] V J S 54 S 268 (1919)
[6] Publ Yerkes Obs 4, Heft 5 (1926)

Okulares Statt das Bild zu projizieren, kann man es auch auf einer photographischen Platte aufnehmen Fur schwachere Vergroßerung der Objektivbrennweite eignet sich noch mehr eine achromatische Zerstreuungslinse, die zwischen dem Objektiv und dessen Brennpunkt eingeschaltet wird und wie in Abb 16 wirkt Die Vergroßerung berechnet man in derselben Weise, nur liegt hier der hintere Brennpunkt der Zerstreuungslinse auf der dem Objektiv zugekehrten Seite Bei gleicher Gesamtbrennweite ruckt hier die Platte nicht so weit uber den Objektivbrennpunkt hinaus Diese Verbindung von Objektiv und Zerstreuungslinse bezeichnet man als Teleobjektiv, weil es zu Fernaufnahmen irdischer Gegenstande dient Es wurde schon von KEPLER[1] beschrieben und von SCHEINER[2] fur Sonnenprojektion benutzt Uber die Verwendung in der Astrophotographie siehe STEINHEIL[3]

41 Spektrographenobjektive An die Objektive von Spektrographenkammern werden hinsichtlich der Bildkrummung besondere Anforderungen gestellt, man verzichtet hier vielfach auf die Achromasie des Bildortes und damit auf die senkrechte Stellung der Platte zur Achse Die Lage der Bildpunkte eines solchen Objektivs moge durch die Koordinaten x und y gekennzeichnet werden, wo x der Abstand von der achsensenkrechten Ebene im Bildpunkte der Farbe ist, der in die Achse des Objektivs fallt, und y der Abstand von dieser Achse Wenn die Farben nacheinander auf das Minimum der Ablenkung eingestellt wurden, so wurde fur den Bildpunkt einer Farbe angenahert gelten $x = c_1 \Delta n + c_2 (\Delta n)^2$ Liegen aber bei Einstellung auf das Minimum fur eine ausgewahlte Farbe die andersfarbigen Bildpunkte außer der Achse, so ist erstens der Unterschied ϱ_t der Krummung der tangentialen Bildflache fur die ausgewahlte Farbe gegen eine Krummung, die gleich der Starke $1/f$ des Objektivs ist, zu berucksichtigen, außerdem ist die Farbenabweichung des Kollimatorobjektivs zu berucksichtigen Ist dies nur mit sekundarem Spektrum behaftet, so ist die Verschiebung der Bildpunkte nahe proportional $(\Delta n)^2$, und es kann mit Berucksichtigung der Tiefenvergroßerung fur das Spaltbild diese Anderung als eine Anderung ϱ_k der Bildkrummung angesetzt werden, so daß der Wert von x um ein Glied $y^2 \varrho_k$ zu vermehren ist Ist ε die Ablenkung fur eine Farbe gegen die Achse, so kann man $\operatorname{tg} \varepsilon = b_1 \Delta n + b_2 (\Delta n)^2$ ansetzen Wird die Brennweite fur diese Farbe mit f bezeichnet, so ist $y = f \operatorname{tg} \varepsilon$ Setzt man nun $f = 1 - a_1 \Delta n$, so ergibt sich, wenn nur die Glieder bis zur zweiten Ordnung mitgenommen werden,

$$\frac{x}{y} = \frac{c_1}{b_1}\left\{1 + \left[\frac{c_2}{c_1} - \frac{b_2}{b_1} + a_1 + \frac{b_1^2}{2c_1(\varrho_t + \varrho_k)}\right] \Delta n\right\} \tag{72}$$

Wird nun eine Linsenfolge mit geeignetem Wert von ϱ_t gewahlt, so kann der Faktor von Δn gleich Null gemacht werden Das Bild ist dann annahernd geebnet und die Plattenneigung zur Achse durch c_1 b_1 bestimmt[1] Fur kleineres Öffnungsverhaltnis bis etwa 1 10 kommt man mit zwei Linsen von Meniskenform (die zerstreuende voraus) aus[5], fur großeres bis 1 3 braucht man drei getrennte Linsen[4] (Abb 49) Man verwendet wohl auch nach BRASHEAR zwei einfache Sammellinsen im Abstande von nahe der halben Brennweite, von denen die eine deformiert ist[6] PERRY[7] korrigiert mit dem Linsenabstand die Anderung

---

[1] KEPLER, Dioptrice, Augsburg 1611, Oswalds Klass 144, S 60

[2] Refractiones coelestes, Ingolstadt 1617, S 91, v ROHR, Centr Z f Opt u Mech 46, S 233 (1925)

[3] Brit J of Phot 46, S 102 (1899)

[4] SCHWARZSCHILD Berl Ak Ber 1912, S 1220, WIMMER, Phys Z 16, S 127 (1915)

[5] HARTMANN, Z f Instrk 20, S 17 (1900), 24, S 1 (1904), BELOPOLSKY, Pulk Mitt 1, S 171 (1906)

[6] PLASKETT, Ap J 29 S 290 (1909)

[7] Trans Opt Soc 33, S 170 (1932/3)

der spharischen Abweichung mit der Wellenlange Will man die Schiefstellung der Platte vermeiden, so muß das Objektiv achromatisch sein[1], auch fur diesen Fall ($c_1 = 0$) ergibt sich aus der Formel ein bestimmter Wert von ϱ_t fur das Objektiv, wenn das Spektrum angenahert in eine Ebene fallen soll Als besonders lichtstarke Objektive verwendet man wohl vergroßerte Mikroskopobjektive großerer Apertur[2] Fur Untersuchungen im ultravioletten Teil des Spektrums verwendet man Chromate aus Quarz und Achromate aus Quarz und Flußspat, Abb 50c zeigt fur einen solchen Achromaten die Kurve des sekundaren Spektrums Einen vierlinsigen Aplanaten aus Quarz und Flußspat gab GIFFORD[3] an Der Ersatz des teuren Flußspats durch Steinsalz[4] oder Wasser[5] bedeutet sonst

Abb 49 Der Chromat nach SCHWARZSCHILD

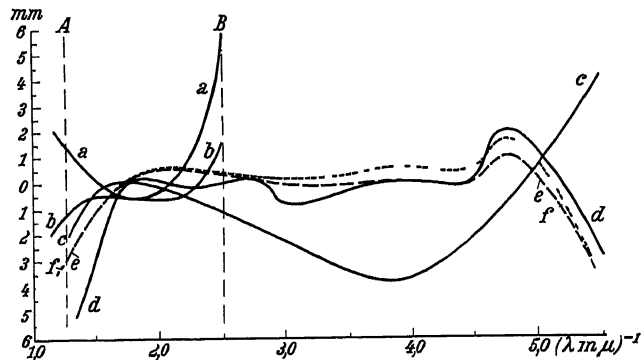



Abb 50 Das sekundare Spektrum von Spektrometerobjektiven, Abszisse Kehrwert der Wellenlange in μ, Ordinate Abweichung in mm fur $F = 1000$, a) fur einen Achromaten aus Silikatglasern, b) fur einen dreiteiligen Apochromaten, c) fur ein Objektiv aus Quarz und Flußspat, d) fur ein Objektiv aus Quarz, Flußspat und Steinsalz, e) und f) fur ein Objektiv aus Quarz, Flußspat und Sylvin (Nach PERRY)

keine Verbesserung Dagegen wird durch Hinzunahme einer Wasserlinse[6] das sekundare Spektrum verringert, noch mehr durch eine Linse aus Steinsalz oder Sylvin[7] Die Hinzunahme von Glaslinsen[8] zu diesem Zweck kommt nur in Betracht, wenn man nicht viel uber den sichtbaren Teil des Spektrums hinausgehen will Abb 50d, e, f zeigt den Einfluß der Hinzunahme von Steinsalz oder Sylvin bei Quarz-Flußspat-Objektiven auf das sekundare Spektrum, die Krummungssumme fur die Linsen aus Flußspat (ϱ_1), Quarz (ϱ_2), Steinsalz (ϱ_3) und Sylvin (ϱ_4) ist fur die d-Kurve $\varrho_1 = 10{,}4207$, $\varrho_2 = -6{,}7323$, $\varrho_3 = 0{,}26736$,

Abb 51 Der katadioptrische Spektrograph von SÈVE

[1] MOFFITT, J Opt Soc Amer 8, S 365 (1924), PIASKITT, Ap J 59 S 65 (1924)
[2] RAYTON, Ap J 72, S 59 (1930), HUMASON, ebenda 71, S 351 (1930), KRAMER, Z f Instrk 51, S 204 (1931)
[3] Trans Opt Soc 30, S 34 (1928/9)
[4] MEGGERS u BURNS, Sc Pap Bur of Stand 18, S 185 (1922)
[5] BLOCH, Rev d'Opt 6 S 31 (1927)
[6] BRICOUT, C R 188, S 324 (1929), Rev d'Opt 10, S 345 (1931)
[7] PERRY, J Sc Instr 9, S 116 (1932) [8] IARDY, Rev d'Opt 6, S 264 (1927)

für die e-Kurve $\varrho_1 = 10{,}0642$, $\varrho_2 = -6{,}3909$, $\varrho_4 = 0{,}22804$, für die f-Kurve $\varrho_1 = 10{,}1744$, $\varrho_2 = -6{,}4897$, $\varrho_4 = 0{,}24128$ Auch Hohlspiegel sind als Ersatz der Objektive empfohlen worden[1], am besten wäre ein exzentrischer Parabolspiegel[2], leider ist seine Herstellung sehr schwierig Endlich ist noch die katadioptrische Anordnung von SEVE[3] zu erwähnen, die vom Spalt ausgehenden Strahlen werden dort durch einen Hohlspiegel gesammelt und durch eine Zerstreuungslinse parallel gemacht, das Objektiv ist eine Sammellinse von gleicher Brennweite und aus gleichem Stoff, so daß die Farbenabweichung der beiden Linsen sich aufhebt (Abb 51)

42 Über Glasbeschaffenheit Für die Leistung des stärker vergrößernden Fernrohrs ist das Objektiv maßgebend Es bestimmt die Bildschärfe in der Achse, die für Beobachtungszwecke entscheidend ist, die Farbenabweichung und die Ausführungsfehler, die das Bild in der Achse verschlechtern, können durch das Okular nicht ausgeglichen werden Die größte Schwierigkeit für die Herstellung größerer Objektive ist die Beschaffung geeigneter Glasscheiben Trotz aller Vorsicht beim Rühren der flüssigen Masse ist das Glas nach der Erkaltung nicht frei von Schlieren, Streifen abweichender chemischer Zusammensetzung und daher auch verschiedener Brechung[4] Es wurden Unterschiede zwischen der Brechung der Schliere und der ihrer Umgebung bis zu vier Einheiten der 4 Dezimale festgestellt Während einzelne scharfe Schlieren die Leistung des Objektivs kaum beeinträchtigen, sind Bündel von Schlieren und breite, verwaschene Schlieren gefährlich

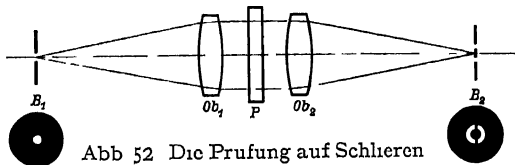



Abb 52 Die Prüfung auf Schlieren

Am einfachsten beobachtet man die Schlieren, wenn man durch die um Armeslänge entfernte Platte nach der Grenze von Hell und Dunkel, etwa dem Fensterrande, sieht und die Platte quer zur Blicklinie bewegt Bequemer werden sie sichtbar gemacht, wenn man mit einer nahezu punktförmigen Lichtquelle eine Schattenprojektion der Platte auf einem von ihr entfernten Schirm entwirft ARNULF gab ein Verfahren an, um durch stereoskopische Wahrnehmung die Lage der Schlieren der Tiefe nach festzustellen Auch das FOUCAULTsche Schneidenverfahren (Ziff 70) und das TÖPLERsche Schlierenverfahren können angewandt werden Nach Abb 52 wird das Bild der Öffnung B_1 durch die Blende B_2 abgedeckt, so daß nur Strahlen, die in der Glasplatte P zwischen den Objektiven Ob aus ihrem normalen Verlauf abgelenkt sind, an B_2 vorbei in das Auge gelangen können, der kreisförmigen Öffnung entspricht eine kreisförmige Deckblende wie in Abb 52, noch besser ist kreisringförmige Öffnung und Blende Um die Fehler der Oberfläche bei der Prüfung auszuschalten, empfiehlt es sich, die Platte in eine geeignete Flüssigkeit, Benzol, oder in eine Mischung mit gleicher Brechung aus α-Monochlornaphthalin und Gasolin einzutauchen Abb 53 zeigt die Aufnahme einer Glasscheibe mit Schlieren

Ebenso zeigt das erkaltete Glas bei der Untersuchung im polarisierten Licht Spannung, die man durch nachträgliche Feinkühlung, d h Wiedererwärmen bis

[1] WADSWORTH, Phil Mag 38, S 137 (1894), Ap J 2, S 264 (1895), HOUSTON, Proc Opt Convention 2 S 100 (1912)

[2] PICKERING, Nature 24, S 389 (1881), POOR, Ap J 6, S 440 (1897), SONNEFELD, Centr Z f Opt u Mech 43, S 442 (1922)

[3] C R 182, S 57 (1926), MEYERMANN, Z f Instrk 46, S 485 (1926)

[4] MARTIN, Ann de l'École Norm sup 10 (1881), CZAPSKI Z f Instrk 5, S 117 (1885), MICHELSON, Sc Pap Bur of Stand 15, S 41 (1919/20), SMITH, BENNETT u MERRITT, ebenda 16, S 75 (1920), ARNULF, Rev d'Opt 6, S 1 (1927), J de Phys Bull No 336, S 36 (1933)

nahezu zum Weichwerden und besonders am Anfang langsame, sorgfältig geregelte Abkühlung möglichst zu beseitigen sucht[1]. Über den Spannungszustand von Fernrohrscheiben machte zuerst CZAPSKI[2] Versuche. Er beobachtete im polarisierten Licht, das parallel zur Platte durch die angeschliffenen parallelen Seitenflächen hindurchging. Nach ihm ist eine schnell gekühlte Platte in ihrer Mittelschicht gedehnt, nahe der Oberfläche zusammengepreßt, dazwischen aber liegt eine neutrale spannungsfreie Zone; es erklärt sich dies durch die schnellere Abkühlung der Oberfläche beim Erstarren. An der Oberfläche findet beim Durchgang parallel zur Platte eine stärkere Verzögerung des Lichtes statt als in der Mitte, die Brechzahl nimmt nach dem Rande zu. Diese Zunahme kann bei 30 mm Dicke eine Einheit der 4. Dezimale erreichen. ZSCHOKKE[3] fand bei gut gekühlten Platten die Brechzahl in der Mitte und am Rande bei senkrechtem Durchgang um $1^1/_2$ Einheiten der 4. Dezimale verschieden. Die Verzögerung findet CZAPSKI für das senkrecht zur Platte polarisierte Licht etwa halb so stark als für das parallel zu ihr polarisierte. Die Schichten gleicher Brechzahl stehen nach WILSING[4] bei Linsen in der Nähe der Achse auf dieser senkrecht, sie biegen am Rande um und rücken mehr zusammen. Die Zonenabweichung des Potsdamer Refraktors konnte WILSING durch Annahme schlechter Kühlung im wesentlichen erklären, dagegen fand er den Einfluß der Doppelbrechung auf die Bildgüte unmerklich. Der Abstand der beiden Bilder war unter 0,01 mm.

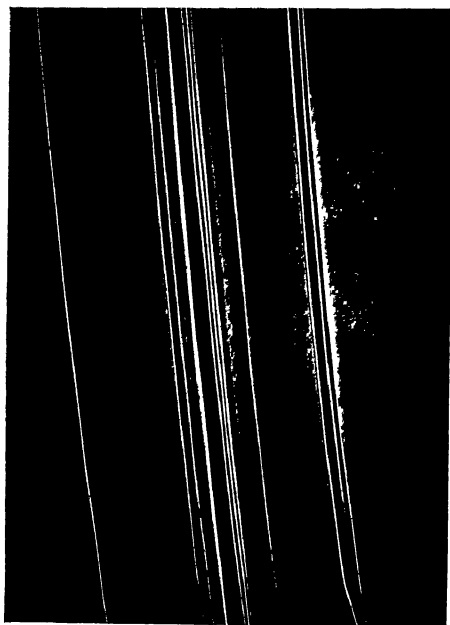



Abb. 53. Die Aufnahme einer Scheibe mit Schlieren.

Abb. 54. Die Prüfung einer Linse auf Spannung.

Die Prüfung auf Spannung[5] erfolgt im polarisierten Licht nach Abb. 54. Die von der Lichtquelle L ausgehenden Strahlen durchsetzen den Polarisator P, die zu prüfende Linse Ob oder auch eine Linse und dann die zu prüfende Platte, zuletzt den Analysator A. Es ist zweckmäßig, wenn die Platte um die optische Achse oder statt dessen auch die beiden Nicols gemeinsam gedreht werden können. Wenn regelmäßige Spannung vorhanden ist, die bei nicht zu starkem

[1] SCHOTT: Z. f. Instrk. 10, S. 42 (1890).
[2] Ann. d. Phys. 42, S. 319 (1891).
[3] Z. f. Instrk. 29, S. 286 (1909); Goerz-Festschrift 1911, S. 133.
[4] Berl. Ak. Ber. 1913, S. 920; A. N. 198, S. 139 (1914); Z. f. Instrk. 31, S. 341 (1914).
[5] E. u. L. MACH, Wiener Ber. 98 II, S. 1327 (1889); SCHULZ, Phys. Z. 13, S. 1017 (1912); Z. f. Instrk. 33, S. 247 (1913); ZSCHIMMER u. SCHULZ, Ann. d. Phys. 42, S. 345 (1913); BOISSIER, Rev. d'Opt. 2, S. 107 (1923); TARDY, ebenda 8, S. 59 (1929).

Grade unbedenklich ist, beobachtet man ein Achsenkreuz ähnlich wie bei einer senkrecht zur Kristallachse geschnittenen Platte eines einachsigen Kristalls (Abb 55) Man kann auch in Autokollimation (Ziff 61) beobachten, und zwar bei einer Platte, wenn man hinter ihr einen Hohlspiegel aufstellt, von dessen Krümmungsmittelpunkt man das Licht ausgehen läßt, in Abb 56 ist S dieser Hohlspiegel, Pl die zu prüfende Platte, die übrigen Bezeichnungen sind wie in Abb 54 Ein Objektiv kann man ebenso durch Aufstellung vor einem Planspiegel prüfen Hat man Platten mit unebenen, schlecht polierten Oberflächen, so läßt man das Licht einer großen, sehr hellen, das Licht diffus zerstreuenden Oberfläche von einem schwarzen Spiegel unter dem Polarisationswinkel reflektieren, ehe es durch die Platte und das NICOLsche Prisma ins Auge gelangt, es genügt dann, wenn man die Platte mit Schmieröl einfettet Während diese Untersuchung ausreicht, um die optische Brauchbarkeit der Platte festzustellen, können verschiedene Verfahren zu einer genaueren Untersuchung der Doppelbrechung dienen, es handelt sich dabei meist um die Feststellung des Gangunterschiedes nach Verfahren, die den in der Kristallographie üblichen ähnlich sind Man kann aber auch zu diesem Zweck das Messerschneidenverfahren von FOUCAULT (Ziff 70) durch ein WOLLASTONsches Prisma in der Nähe des Bildes ergänzen, das dieses verdoppelt Indem COUDER[1] bei fertigen Objektiven die Änderung der Schnittweiten beider Bilder für verschiedene Stellen der Öffnung in dieser Weise maß, erhielt er durch den Unterschied der Schnittweiten ein Maß für den Gangunterschied ε, er fand, daß nahezu $\varepsilon = a r^2$ gilt, wo r der Achsenabstand ist Die Doppelbrechung nimmt also mit dem Quadrat des Abstandes r von der Mitte der Scheibe zu Die langsamere Welle schwingt radial, in der Ebene durch die Mitte der Scheibe und den Strahl, die schnellere schwingt tangential Bei einem Objektiv mit stärkerer Spannung dieser Art, aber sonst guter Beschaffenheit, verschwanden die Beugungsringe in einem Halo und traten erst wieder hervor, als so weit abgeblendet war, daß der Gangunterschied am Rande 0,09 μ betrug Ändert sich der Gangunterschied längs des Randes bis zu 0,02 μ, so ist auch in diesem Falle keinerlei Verschlechterung des Bildes zu entdecken Starke Spannung kann die Erhaltung genauer Oberflächen bei Temperaturänderungen verhindern[2] Aus der beobachteten Doppelbrechung erschließt COUDER die Verteilung der Spannungen in einer runden Glasplatte vom Durchmesser $2R$ und sehr geringer Dicke Ist S die radial gerichtete Kraft, T die tangentiale, und zwar positiv, wenn Druckspannung vorliegt, so ist

Abb 55 Spannungsbild einer Scheibe

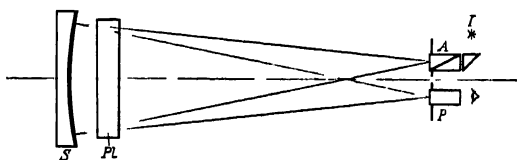



Abb 56 Die Prüfung auf Spannung mit einem Spiegel in Autokollimation

$$S = -\frac{a}{2k}(R^2 - r^2), \qquad T = -\frac{a}{2k}(R^2 - 3r^2), \tag{73}$$

a ist die obenerwähnte Konstante für die Doppelbrechung, k ist für Spiegelglas $0{,}0357 \cdot 10^{-3}$, für gewöhnliches Kron $0{,}0334 \cdot 10^{-3}$, für Schwerflint $0{,}0227 \cdot 10^{-3}$

[1] B A 7, S 353 (1932)   [2] COMMON, Proc R Soc London 50, S 252 (1891)

Bei einer untersuchten Scheibe von 1,2 m Durchmesser erreichte der Druck auf das cm² 120 kg

Die Durchbiegung infolge der Schwere ist je nach der Lage des Objektivs verschieden, sie ist bei Linsen weniger gefährlich wie bei Spiegeln, da die Wirkungen der Veränderung der beiden Flächen der Linse sich gegenseitig nahe aufheben, die optische Weglänge von Bild- bis Dingpunkt wird ja nur wenig geändert Die Durchbiegung ist am wenigsten schädlich, wenn die Strahlen die Linse im Minimum der Ablenkung durchsetzen (s auch Ziff 54)) Über die Verhütung von Feuchtigkeitsniederschlag auf Objektiven siehe STEAVENSON[1]

43. Absorption, Temperaturänderung und Zentrierung von Objektiven Mit dem Lichtverlust beim Objektiv durch Reflexion an den Durchtrittsflächen der Linsen (Ziff 34) und durch Absorption im Glase beschäftigt sich VOGEL[2] Messungen der Absorption für verschiedene Glasarten im sichtbaren und ultravioletten Teil machten PFLÜGER[3] und KRÜSS[4] MOORE[5] fand für den Lick-Refraktor mit Zusatzlinse für Photographie einen Lichtverlust von 49% für $\lambda = 0{,}45\,\mu$ GUTHNICK und PRAGER[6] erhielten bei einem Objektiv von 310 mm Öffnung und 5000 Brennweite eine Lichtdurchlässigkeit von 79% für $\lambda = 0{,}54\,\mu$, von 72% für $\lambda = 0{,}405\,\mu$ und von 44% für $\lambda = 0{,}365\,\mu$ Über die Lichtdurchlässigkeit von photographischen Objektiven siehe KLUGHARDT[7]

Es möge noch auf die Änderung der Brennweite eines dünnen Objektivs aus zwei Linsen mit der Temperatur eingegangen werden[8] Neben der Änderung der Form durch die Ausdehnung kommt die Änderung dN der Brechzahl mit der Temperatur T in Betracht α_1, α_2 und α_L seien die Ausdehnungskoeffizienten für die erste und zweite Linse sowie für Luft Ist n bzw N die Brechzahl des Glases, bezogen auf den leeren Raum bzw auf Luft, und n_L die Brechzahl für Luft, so ist $N = n\, n_L$, und es gilt angenähert

$$dN = dn - n\, dn_L \tag{74}$$

Für die Abhängigkeit der Brechzahl n_L der Luft von der Temperatur T und dem Barometerstand p gilt, wenn bei dn_L höhere Glieder vernachlässigt werden,

$$n_L - 1 = \frac{n_{L,0} - 1}{1 + \alpha_L T}\,\frac{p}{760}, \qquad dn_L = -(n_{L,0} - 1)\,\alpha_L\, dt + (n_{L,0} - 1)\,\frac{dp}{760} \tag{75}$$

Für die Änderung der Brennweite F ergibt sich nun, wenn die Krümmungsradien mit r_1 bis r_4 bezeichnet werden,

$$-\frac{dF}{F^2} = [\Delta N_1 - (N_1 - 1)\,\alpha_1]\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) + [\Delta N_2 - (N_2 - 1)\,\alpha_2]\left(\frac{1}{r_3} - \frac{1}{r_4}\right) \tag{76}$$

Diese Änderung der Brennweite kann durch passende Wahl der Glasarten oder durch eine entgegengesetzte Änderung ausgeglichen werden, die durch Änderung des Linsenabstands bewirkt wird, indem die Linsen an den Enden von Rohren sitzen, die verschiedene Ausdehnung haben und an dem dem Objektiv entgegengesetzten Ende miteinander verbunden sind[9] Die Änderung der Brennweite mit der Temperatur ist jedoch nur klein, bei den gewöhnlichen Glasarten ergibt sich der Großenordnung nach $dF/F = 3 \cdot 10^{-5}$ für 1° In solchem Falle wären Messingrohre Stahlrohren vorzuziehen, doch kommt es sehr auf die Glasarten

[1] J B A A 42, S 101 (1932)
[2] Berl Ak Ber 46, S 1219 (1896)
[3] Ann d Phys 11, S 561 (1903)
[4] Z f Instrk 23, S 197 (1903)
[5] Ap J 20, S 292 (1904)
[6] Berlin-Babelsberg Veröff 1, S 7 (1914)
[7] Centr Z f Opt u Mech 47, S 79 (1926)
[8] KRÜGER, A N 60, S 65 (1863), SUNDELL, ebenda 103, S 19 (1882), 111, S 257 (1885), HASTINGS, ebenda 105, S 69 (1883), WADSWORTH, Ap J 17, S 17 (1903)
[9] Soc d'Opt Dtsch R Patent 339895 (1919)

an Beim Refraktor ($D = 65$ cm) von Berlin-Babelsberg ergab sich $5{,}7 \cdot 10^{-6}$ fur $dF : F$, die Anderung der Einstellung $4{,}3 \cdot 10^{-6}$ in entgegengesetztem Sinne[1] Beim Yerkes-Fernrohr wurde festgestellt, daß sich die Brennweite bei 1° Temperaturanderung um 0,43 mm, die Rohrlange um 0,23 mm andert Eine Liste uber solche Feststellungen bei verschiedenen großen Fernrohren gibt WADSWORTH[2] Bei steigender Temperatur hinkt die Anderung im Glase nach, die Brennweite ist kurzer als berechnet und umgekehrt Eine Objektivfassung, die Verspannung der Linsen bei Anderung der Temperatur ausschließen soll, gab STEINHEIL[3] an

Um zu prufen, ob die optische Achse des Objektivs mit der des Fernrohrs zusammenfallt, empfiehlt WOLLASTON[4] die Benutzung der Spiegelbilder, die von einem Lichtpunkt auf der Achse durch Reflexion an den Linsenflachen entstehen, dies Verfahren kann auch zum Ausrichten der Linsen eines Objektivs zueinander dienen PRECHTL[5] benutzt ein auf das Objektiv aufgesetztes Zentrierfernrohr mit drei Fußen Fur das Ausrichten der photographischen Platte senkrecht und symmetrisch zur Achse eines Hohlspiegels bzw eines Objektivs benutzen FARNSWORTH[6] bzw ARTHUR KONIG und HECKMANN[7] ebenfalls ein solches OLSSON[8] setzt an Stelle der photographischen Platte eine solche mit Gitter ein, er bewegt dann das Auge, bis sein Spiegelbild auf eine auf das Objektiv gesetzte kleine Blende fallt, und bezeichnet auf der Platte die anvisierte Stelle, die der Senkrechten von der Objektivmitte auf die Platte entspricht

44. Große Refraktoren. Nach HOLLIS[9] werde hier gekurzt und erganzt eine Liste der großen Fernrohre wiedergegeben

Liste der Refraktoren mit 50 cm Öffnung und mehr
[B fur Beobachtung P fur Photographie, T technische Konstante (Ziff 72)]

Öffnung in mm	Öffnungsverhaltnis	Ort ( ) Muttersternwarte	Geschliffen von	Im Jahr	T
500	B 1 24	Potsdam	STEINHEIL	1903[10]	
500	B 1 16,2	Stockholm	GRUBB	1932[11]	
506	B 1 16,8	Oakland, Kalifornien	BRASHEAR	1914	
506	BP 1 16,8	Denver, U S A	CLARK	1894	
506	B 1 16,8	Middleton, U S A	CLARK	1925[12]	
559	B 1 17	Edinburgh, Calton Hill	WRAY	1862	außer Gebrauch
585	B 1 15,6	Princeton	CLARK	1881	
600	B (coude) 1 30	Paris	HENRY	1889[13]	
600	BP 1 15	Hamburg-Bergedorf	STEINHEIL	1911[14]	0,15
600	P 1 24	Potsdam	ZEISS	1925[15]	0,311
600	B 1 18	Lembang, Java	ZEISS	1927	0,119
600	P 1 18	Lembang, Java	ZEISS	1927	0,155
600	P 1 13,5	Stockholm	GRUBB	1932[11]	
610	B 1 18	Swarthmore (Pennsylvania), Sproul Obs	BRASHEAR	1911	

[1] STRUVE Berlin-Babelsberg Veroff 3, Heft 1, S 57 [2] M N 63, S 573 (1903)
[3] Z f Instrk 14 S 170 (1894)
[4] Phil Trans 1822, S 32 Gilberts Ann 73, S 261 (1825)
[5] Praktische Dioptrik Wien Heubner 1828 [6] Pop Astr 29, S 207 (1921)
[7] V J S 63, S 279 (1928) [8] A N 146, S 137 (1898)
[9] Obs 21, S 239 (1898), 37, S 245 (1914), siehe auch Sirius 32, S 37 (1899), HARPER, J Can R A S 23, S 351 (1929), STEAVENSON, Obs 53, S 311 (1930), LOCKYER, Nature 112, S 284 (1923)
[10] VOGEL, Z f Instrk 22, S 169 (1902), Publ Potsdam 15, Nr 45 (1907)
[11] Engineering 131, S 257 (1931), 132, S 275 (1931)
[12] SLOCUM, Pop Astr 33, S 171 (1925) [13] LOEWY, C R 118, S 1295 (1894)
[14] SCHORR, V J S 50, S 80 (1915) [15] FREUNDLICH, Die Sterne 5, S 33 (1925)

Liste der Refraktoren mit 50 cm Öffnung und mehr (Fortsetzung).

Öffnung in mm	Öffnungsverhältnis	Ort ( ) Muttersternwarte	Geschliffen von	Im Jahr	I
610	B 1 : 15,5	Flagstaff, Arizona, Lowell Obs.	CLARK	1896[1]	
610	P 1 : 17,5	Santiago	GRUBB	1935	
610	P 1 : 11,2	Oxford	GRUBB	1902[2]	
610	P 1 : 11,2	Kapstadt	GRUBB	1897	
610	P 1 : 6	Bloemfontein S. A. (Harvard Coll. Cambridge, U. S. A.)	CLARK	1893[3]	(PETZVALsches Objektiv)
620	P 1 : 25,6	Meudon	HENRY	1891	
635	B 1 : 14,3	Cambridge Univ., England	COOKE und Sons	1889	
650	B 1 : 16	Berlin-Babelsberg	ZEISS	1914[4]	
650	P 1 : 16	Mitaka b. Tokyo	ZEISS	1930	0,22
650	B 1 : 16	Belgrad	ZEISS	1930	0,184
660	P 1 : 16,7	Johannesburg (New Haven Connecticut)	FECKER	1926	0,181
660	B 1 : 16	Johannesburg	GRUBB	1925[5]	
660	B 1 : 15	Charlottesville, Virginia, McCormick Obs.	CLARK	1874	
660	B 1 : 15	Washington, Naval Obs.	CLARK	1871[6]	
660	P 1 : 10,4	Greenwich	GRUBB	1897[7]	
680	B 1 : 15,5	Wien	GRUBB	1878[8]	
685	B 1 : 17,8	Bloemfontein S. A. (Ann Arbor)	FECKER	1926	0,46
700	B 1 : 30	Treptow	STEINHEIL	1896[9]	
711	B 1 : 11,9	Greenwich	GRUBB	1897[7]	
760	B 1 : 18,5	Pulkowa	CLARK	1885[10]	
760	P 1 : 18,5	Pittsburg, Allegheny Obs.	BRASHEAR	1912	0,18
760	B 1 : 20,8	Nizza	HENRY	1886	
800	P 1 : 15	Potsdam	STEINHEIL	1903[11]	
830	B 1 : 19,5	Meudon b. Paris	HENRY	1889	0,34
911	B 1 : 20	Mt. Hamilton, Lick Obs.	CLARK	1888[12]	
1020	B 1 : 19,1	Williams Bay, Yerkes Obs.	CLARK	1897[13]	0,16

Die Entwicklung der Refraktoren bis zu 50 cm Öffnung sei noch durch die folgenden Stufen gekennzeichnet: Dorpat 24,4 cm 1826[14], München 30,5 cm 1837, Pulkowa 38 cm 1839. Endlich seien noch einige Quellen betreffend Normal-

[1] SEE, Pop Astr 4, S. 297 (1896/7); DOUGLASS, ebenda 4, S. 189 (1896/7).
[2] Engineering 82, S. 819 (1906).
[3] PICKERING, Sirius 32, S. 112 (1899).
[4] STRUVE, Berlin-Babelsberg Veröff. 3, Heft 1 (1919).
[5] ROBBINS, Nature 112, S. 104 (1923).
[6] HALL, Pop Astr 27, S. 278 (1919); Publ Naval Obs 12, S. 1 (1930).
[7] Nature 56, S. 134 (1897); Mechaniker 9, S. 25 u. 52 (1901).
[8] Engineering 29, S. 7 (1880); 30, S. 421 (1880).
[9] HOPPE, Glasers Ann f Gewerbe u Bauw 49, S. 1 (1901); Mechaniker 6, S. 111 (1898); 10, S. 25 (1902).
[10] STRUVE, A N 102, S. 49 (1882); Der 30″-Refraktor der Sternwarte Pulkowa. Petersburg: Druckerei der K. Akad. 1889, z. T. russisch; W. E. P., Nature 42, S. 204 (1890).
[11] VOGEL, Z f Instrk 22, S. 169 (1902); Publ Potsdam 15, Nr. 15 (1907).
[12] YOUNG, Engl Mech 44, S. 149 (1887); Engineering 46, S. 155 (1888).
[13] HALE, Ap J 6, S. 147 u. 262 (1897); Engineer 76, S. 593; PAYNE, Pop Astr 1, S. 176 (1893/4).
[14] FRAUNHOFER, A N 4, S. 17 (1826); STRUVE, Dorpater Refraktor. Dorpat: Schünmann 1825; Mem R A S 2, S. 93 (1826); Description de l'Observatoire astronomique central de Poulkova. Petersburg: Impr. de l'Acad. des Sciences 1845.

refraktoren für Photographie[1] sowie über die Untersuchung der Objektive auf sphärische[2] und chromatische[3] Abweichung angegeben

45 Die astronomischen Okulare Als Okular[4] des astronomischen Fernrohrs verwendete man ursprünglich eine einfache Sammellinse Ihr Hauptfehler ist der Farbenunterschied der Vergrößerung, der darauf beruht, daß die am Rand durchgehenden Hauptstrahlen für die verschiedenen Farben verschiedene Ablenkungen erfahren Diesen Fehler beseitigte zuerst HUYGENS[5] bei dem nach ihm benannten Okular aus zwei getrennten Linsen A und B (Abb 57) Nach Ziff 21 ist es bei zwei Sammellinsen in größerem Abstand möglich, die Brennweiten für die zwei Farben gleichzumachen Nun fallen bei stärkerer Vergrößerung die von der Objektivmitte ausgehenden Hauptstrahlen nahe parallel auf das Okular, wenn die Brennweiten für zwei Farben gleich sind, müssen also auch die Hauptstrahlen für diese beiden Farben in der gleichen Richtung austreten Obwohl die verschiedenfarbigen Bilder in verschiedenen Ebenen hintereinander liegen, erscheinen sie unter dem gleichen Winkel, und die Fernrohrvergrößerung ist für beide Farben die gleiche, zum mindesten für ein kleines Gesichtsfeld Durch geringe Abweichung von dieser Bauart des Okulars kann auch für endlichen Abstand des dingseitigen Kreuzungspunkts der Hauptstrahlen und für größere Hauptstrahlenneigung farbenfreie Vergrößerung erreicht werden Für die Gesamtbrennweite 1 der Urform dieses Okulars ist $f_1 = 2\,3$, $f_2 = 2$, $d = 4\,3$ Der vordere Brennpunkt dieses Okulars ist virtuell, beim Fernrohr treffen also die vom Objektiv kommenden Strahlen, ehe sie sich zu einem Bildpunkt q vereinigen, auf die vordere Linse und werden erst in kürzerem Abstand hinter dieser in q' zu einem reellen Bildpunkt vereinigt In dieser Bildebene ist auch die Gesichtsfeldblende anzubringen Da sie nur durch die hintere Linse angesehen wird und von einem durch den Rand dieser Blende gehenden Hauptstrahl der blaue Bestandteil durch die hintere Linse stärker gebrochen wird, erscheint der Blendenrand blau gesäumt Daß durch das ganze Okular ein Hauptstrahl ohne Farben abgelenkt wird, erklärt sich daraus, daß der blaue Strahl in der hinteren Linse näher der Achse auftrifft und so schwächer gebrochen wird Das Okular nach HUYGENS eignet sich weniger für Fernrohre mit Mikrometer, da der Faden nur durch die hintere Linse angesehen wird und daher außerhalb der Mitte des Gesichtsfeldes Farbensäume zeigt Die übrigen Bauarten der Okulare besitzen

Abb 57 Das HUYGENSsche Okular

[1] GRUBB, Engineering 44, S 626 (1887), 45, S 402 (1888), 50, S 720 (1890), VOGEL, Z f Instrk 9, S 193 (1899)

[2] HANSKY, Bull Ac St Petersbourg 20, Nr 2 (1904) (Pulkowa), PLASKETT, Ap J 25, S 195 (1907) (15″ Ottawa), HARTMANN, Publ Potsdam Nr 46 (1908) (Potsdam u andere), MILLER u MARRIOTT, J Franklin Inst 178 S 465 (1914) (24″ Sproul Obs), SCHORR V J S 50, S 80 (1915) (Hamburg), STRUVE, ebenda 52 S 179 (1917) (Neubabelsberg), WIRTZ, A N 202, S 95 (1916) DANJON Rev d'Opt 3 S 305 (1924) (Straßburg), DEMETRESCU, ebenda 2, S 452 (1923) 3 S 530 (1924) (Bukarest), DEPPERMANN Publ Manila Obs 1, Nr 6 (1929)

[3] VOGEL, Berl Ak Ber 1880, S 440, Publ Potsdam 4, Nr 14 (1884), KELLER Lick Publ 3, S 174 (1894), CUNNINGS u FAIRFIELD, Publ A S P 31, S 25 (1919), KEELER, Ap J 3, S 154 (1896), Fox ebenda 27, S 237 (1908) (Yerkes), FASSBENDER u WETTHAUER Z f Instrk 33, S 265 (1913) (Achromate u Apochromate)

[4] ZSCHOKKE, Centr Z f Opt u Mech 49, S 336 (1928), BIOT, Ann de Bruxelles 52, S 5 (1932)

[5] Dioptrica, Leyden Boutesteyn 1703, Prop 51

reellen vorderen Brennpunkt, so kann auch beim Mikrometer das Okular leicht gegen eins mit anderer Vergrößerung umgewechselt werden Das Okular von RAMSDEN[1] besteht ebenfalls aus zwei einfachen Linsen A und B, deren Einzelbrennweiten und Abstand gleich der Gesamtbrennweite ist Ein parallel zur Achse einfallender Hauptstrahl wird durch die vordere Linse in seine farbigen Bestandteile zerlegt, da diese aber von der vorderen Brennebene der hinteren Linse ausgehen, treten sie in erster Näherung aus dieser Linse parallel aus Die vordere Linse vergrößert nicht, sondern ändert nur die Richtung der Hauptstrahlen Würde man sie fortlassen, so wäre das Gesichtsfeld durch die kleinere Hinterlinse bestimmt Man nennt die Vorderlinse daher Feld- (Kollektiv-) Linse zum Unterschied von der hinteren (Augen-) Linse und dehnt diese Bezeichnung auch auf andere Okulare, wie z B das von HUYGENS, aus Bei der praktischen Ausführung des Okulars nach RAMSDEN (Abb 58) weicht man meist von der Grundform ab, damit sowohl die vordere Bildebene von der Feldlinse A wie auch die Austrittspupille von der Augenlinse B genügend Abstand erhält Von dem Fernrohrbild pq entwirft zunächst A ein virtuelles Bild $p'q'$ Man nimmt etwas Farbenunterschied der Vergrößerung in Kauf Will man diesen Fehler vermeiden, so bildet man nach KELLNER[2] die Augenlinse als verkittete, annähernd achromatische Doppellinse aus (Abb 59) Dieses Okular hat das einfache nach RAMSDEN verdrängt Es zeichnet sich vor dem nach HUYGENS auch durch den größeren Abstand des hinteren Brennpunkts von der Augenlinse aus und damit auch durch größeren Abstand der Austrittspupille, es ist so für kürzere Brennweiten vorzuziehen Ähnlich wie bei den Objektiven kann der Farbenunterschied der Vergrößerung auch dadurch gehoben werden, daß man das Okular als achromatisches Linsensystem ohne größere Abstände ausbildet, bei dem auch die Farbenlängsabweichung nahezu gehoben ist Hierher gehören die monozentrischen Okulare[3] aus drei miteinander verkitteten Linsen (Abb 60) und die sog orthoskopischen Okulare (Abb 61), die entweder aus einer einfachen und einer dreifachen verkitteten Linse oder aus zwei verkitteten Doppellinsen bestehen Diese Okulare besitzen noch größeren Abstand der Augenpupille als das KELLNERsche, sie eignen sich daher besonders für kürzere Brennweiten Während man bei den bisher aufgeführten Okularen mit dem Gesichtsfeld nicht über 50° hinauszugehen pflegt, ist bei den Okularen von ERFLE[4] ein solches von 70° erreicht (Abb 62)

Abb 58 Das RAMSDENsche Okular

Abb 59 Das KELLNERsche Okular Abb 60 Das monozentrische Okular

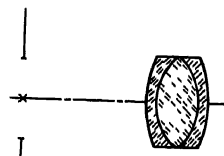



Abb 61 Orthoskopische Okulare a) nach PLÖSSL, b) nach ABBE

[1] Phil Trans 73, S 94 (1783)
[2] Das orthoskopische Okular Braunschweig Vieweg 1849
[3] STEINHEIL, Gott Nachr 1865, S 140, KRÜSS, Pogg Ann 153, S 601 (1874)
[4] Centr Z f Opt u Mech 42, S 501 (1921)

Die Okulare werden meist auf Bildfeldebnung im ubertragenen Sinne korrigiert, sie haben gewohnlich geringe kissenformige Verzeichnung, die infolge der kreisformigen Begrenzung des Gesichtsfeldes weniger auffallt Die Bildfehler der Okulare außer der Achse hat zuerst AIRY[1] untersucht, anastigmatische Okulare haben infolge ihres komplizierten Baus keine Verbreitung gefunden[2]

Abb 62 70°-Okulare nach ERFLE

Die Okulare sind in der Richtung der optischen Achse verschiebbar, damit auch fehlsichtige Personen das Bild scharf einstellen konnen Liegt der vordere Brennpunkt des Okulars hinter dem hinteren des Objektivs, so entsteht ein reelles Bild im Endlichen hinter dem Okular, das fur einen Ubersichtigen paßt Liegt der Brennpunkt davor, so paßt das virtuelle Bild vor dem Okular fur einen Kurzsichtigen Aber auch rechtsichtige Beobachter stellen das Okular meist so ein, daß das Bild nicht im Unendlichen liegt, sondern entsprechend der Akkommodation von einigen Dioptrien auf die Nahe Es ist daher zweckmaßig, beim Scharfstellen das Okular nach innen zu verschieben und anzuhalten, wenn das Bild eben scharf wird Bei schwacher Beleuchtung stellen manche Beobachter anders ein So fand RAYLEIGH[3] dann eine Verbesserung des Sehens ohne Fernrohr, wenn er eine Brille von $-1D$ aufsetzte Vielleicht erklart sich dies durch die spharische Abweichung des Auges und gegebenenfalls des Okulars bei großerer Pupille Bemerkenswert ist ferner, wie die Akkommodation beim Sehen durch das Fernrohr nahezu ausgeschaltet ist und mit welcher Sicherheit auch jungere Personen immer in derselben Okularlage scharf einstellen Fallt die Austrittspupille in den hinteren Brennpunkt des Okulars, wie es bei den astronomischen Fernrohren meist nahezu der Fall ist, besonders bei starker Fernrohrvergroßerung, so ist bei einer Verschiebung Δx des Okulars der Abstand des Bildes von der Austrittspupille $-f^2\ \Delta x$ Ist dieser Abstand gleich dem Fernpunktsabstand des Auges, so ist die Okularverschiebung der Dioptrienzahl der Fernbrille proportional, man kann daher fur die Verschiebung eine gleichmaßige Dioptrienteilung anbringen Vergroßerung, Gesichtsfeld und Helligkeit werden durch die Verstellung des Okulars ein wenig verandert, und zwar wird in dem Verhaltnis $1 + f\ (\Gamma x')$, wo $1000\ x'$ die Dioptrienzahl ist, die Vergroßerung gesteigert, die Austrittspupille verkleinert, wenn man das Fernrohr fur sich untersucht

46 Das Sonnenokular. Fur Sonnenbeobachtung braucht man eine starke Schwachung des Lichtes HERSCHEL[4] benutzte die Reflexion des Lichts an der Vorderseite eines Glaskeils unter etwa 45°, wobei als Objektiv ein unversilberter Glasparabolspiegel diente (Helioskop) PORRO[5] ließ beim Spiegelfernrohr nach NEWTON das Licht an einem unversilberten Fangspiegel unter dem Polarisationswinkel reflektieren, dann an einem zweiten ebensolchen, durch Verdrehung der Spiegel zueinander wird die Helligkeit weiter abgeschwacht BROWNING[6] verwendet zweimalige Reflexion an solchen Glaskeilen, MERZ[7] zwei Spiegel in PORROscher Anordnung CHRISTIE[8] verwendet mehrmalige Spiegelung unter

---

[1] Cambr Phil Soc Trans 2, S 267, 3, S 1 (1827), Phil Mag (4) 25, S 155 (1863), M N 23, S 69 (1862)

[2] KERBER, Mechaniker 8, S 109 (1900), CONRADY, M N 78, S 445 (1918), TAYLOR, Trans Opt Soc 22, S 63 (1920/1)

[3] Proc Cambr Phil Soc 4, S 324 (1883)

[4] Results of the Observations at the Cape of Good Hope, S 436 1847, The Telescope, S 112 Edinburgh Black 1861

[5] C R 46, S 133 (1858) [6] M N 33, S 58 u 59 (1873)

[7] A N 66, S 175 (1866), Carls Rep 12, S 143 (1876) [8] M N 36, S 117 (1875)

dem Polarisationswinkel in Verbindung mit einem drehbaren Nikol PICKERING[1] benutzt die Spiegelung an der Kittschicht von zwei zu einem Würfel vereinigten rechtwinklig gleichschenkligen Prismen ZENGER[2] vermied die dabei auftretenden Doppelbilder, indem er die Prismen zusammensprengte, d h ohne Kitt aneinanderpreßte, HILGER[3], indem er ein Glas- und ein Flüssigkeitsprisma zu einem Würfel verband, THORP[4] durch Verwendung eines absorbierenden dunklen Kitts PRAZMOWSKI[5] verwendet einen HERSCHELschen Keil in Verbindung mit zwei gekreuzten Würfeln COLZI[6] einen Keil 1 und einen dagegen drehbaren HILGERschen Würfel 2, 3 (Abb 63), es sei auch auf Abb 3, S 62, im 4 Bande dieses Handbuchs verwiesen Zur Änderung der Helligkeit dient auch vielfach ein Rauchglaskeil

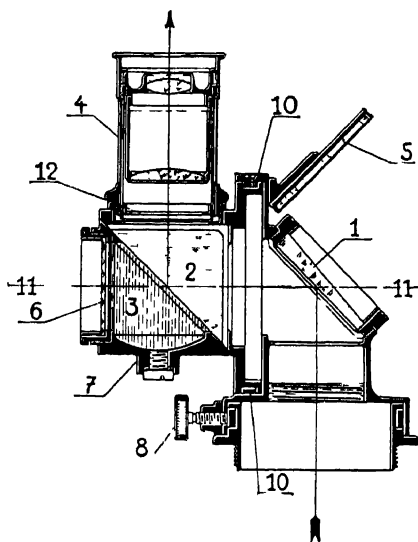



Abb 63 Das Sonnenokular nach COLZI

47. Das Fernrohr für Meßzwecke Das astronomische Fernrohr ist dadurch von besonderer Bedeutung geworden, daß es durch Anbringung von Marken, insbesondere eines Fadenkreuzes, in der Brennebene des Objektivs zum Feststellen von Richtungen geeignet wird[7] Die Visierlinie, auf der die Punkte liegen, die durch das Fernrohr mit dem Fadenkreuz in Deckung erscheinen, ist die Linie, die die Mitte der Eintrittspupille und die durch Rückstrahlung in den Dingraum abgebildete Fadenkreuzmitte miteinander verbindet, die Mitte der Eintrittspupille fällt gewöhnlich mit der Objektivmitte zusammen Wird das Fadenkreuz in der Achsenrichtung verstellt und dadurch das Bild verschieden entfernter Gegenstände in der Fadenkreuzebene entworfen, so kann man als Visierlinie die Gerade ansehen, deren Bild mit der Verstellungsgeraden zusammenfällt Um das Zielbild in die Ebene des Fadenkreuzes zu bringen, wird zunächst das Okular verschoben, bis das Fadenkreuz scharf ist, und dann das Fadenkreuz samt Okular gegen das Objektiv, bis auch das Bild scharf ist Die letzte Einstellung wird genauer, besonders bei größerer Austrittspupille, wenn man darauf achtet, ob bei seitlicher Bewegung des Auges das Zielbild sich gegen das Fadenkreuz seitlich bewegt, ob Parallaxe vorhanden ist Liegt das Zielbild um Δx vor oder hinter der Fadenkreuzebene, und ist der Öffnungswinkel der Strahlen $2u'$, so entsteht in der Fadenkreuzebene ein Zerstreuungskreis vom Durchmesser $2\Delta x \operatorname{tg} u'$ Wird das Auge nun seitlich bewegt, so wird durch die Augenpupille ein Teil der Austrittspupille abgeschnitten und damit auch von dem Zerstreuungskreis ein proportionales, ähnlich liegendes Stück Der Schwerpunkt des Zerstreuungskreisrestes ist nun gegen die Mitte dieses Kreises verschoben und damit auch entsprechend der Bildort Die beobachtete Parallaxe, der Abstand der äußersten Bildlagen, ist jedenfalls nur ein Bruchteil q des Durchmessers des Zerstreuungskreises, und zwar ein um so größerer, je größer der Durchmesser d

[1] Proc Amer Ac Febr 1871 [2] M N 37, S 439 (1876)
[3] M N 45, S 60 (1884) [4] Engl Mech 77, S 372 (1903)
[5] C R 79, S 33 (1874) [6] ZEISS, Gebrauchsmuster 369844 (1909)
[7] GASCOIGNE, Phil Trans 1667, S 161 u 195, HAMMER, Z f Vermess 25, S 513 (1896)

der Austrittspupille ist, für $d = 0{,}6,\ 2,\ 5$ ist nach ENGI[1] $q = 1{,}3,\ 3{,}5,\ 4{,}5$. Man kann die Parallaxe untersuchen, indem man einen Spalt über das Objektiv pendeln läßt, man ist dann von den Augenfehlern frei. Will man die Parallaxe genau feststellen, so macht man Zielungen mit Auge links und Auge rechts und vergleicht die Mittelwerte für diese Augenstellungen. Parallaxe kann auch durch Abbildungsfehler des Objektivs entstehen. Sphärische Abweichung gibt sich dadurch kund, daß für die angenähert beste Einstellung des Bildes bei Bewegung des Auges in einem Sinn das Bild dabei zum Fadenkreuz sich nicht immer in demselben Sinn mit oder gegen das Auge bewegt, sondern seinen Bewegungssinn umkehrt. Stärkerer Astigmatismus zeigt sich in verschiedener Parallaxe des waagerechten und senkrechten Fadens. Er ist meist auf schlechte Zentrierung oder Verspannung des Objektivs zurückzuführen, infolge Verspannung kann auch bei seitlicher Bewegung des Auges senkrechte Bewegung des Kreuzes eintreten. RAYLEIGH[2] fand den eben erkennbaren Einstellunterschied $\Delta x < \lambda \;\; \mathrm{tg}^2 u'$ (Ziff. 26).

Bei Nacht braucht man vielfach künstliche Beleuchtung des Fadenkreuzes. Sind die beobachteten Ziele recht hell, so kann man das Gesichtsfeld aufhellen, indem man mitten vor das Objektiv eine kleinere beleuchtete schräge weiße Platte bringt[3] oder wohl auch das Licht, das vom Ziel kommt, durch eine kleinere Mattscheibe zum Teil über das Gesichtsfeld ausbreitet. Sind aber die Ziele ziemlich lichtschwach, so muß das Fadenkreuz leuchtend gemacht werden. Dabei darf nur das von dem Fadenkreuz abgebeugte oder zurückgeworfene Licht, nicht das vorbeigehende blendende Licht in das Auge gelangen, auch muß die Beleuchtung zur Achse symmetrisch sein[4]. Am einfachsten erreicht man dies[5] bei einem in Glas eingerissenen Kreuz, wenn die Glasplatte etwas dicker gewählt und der polierte Kreisrand bis auf einen Sektor für das seitlich einfallende Licht versilbert wird. Das Licht, etwa von einem elektrischen Lämpchen, wird zwischen den Planflächen durch Totalreflexion hin und her geworfen und auch von dem Rande wieder zurück, so wird eine breite allseitige Beleuchtung erreicht, ohne daß Licht unmittelbar in das Auge gelangt, die Strichfurchen werden mit einer geeigneten weißen Masse eingelassen, unbeleuchtet erscheinen sie im durchfallenden Licht des Bildes trotzdem schwarz. Gröbere Marken können auch mit Radiummasse eingelassen werden, für feinere Striche ordnet man diese Masse ringförmig um die Glasplatte an. Man kann auch das Licht durch einen schrägen ringförmigen Reflektor, der das axiale Bildbüschel umgibt, von vorn zuführen, es muß dann das direkte Licht durch eine die Austrittspupille umgebende Blende abgehalten werden, wenn dies nicht schon etwa durch die Fassung der Umkehrlinsen geschieht[6]. Für feinere Messungen ist dies auch bei den vorigen Anordnungen zweckmäßig, damit Fadenkreuz und Bild durch die gleichen Teile des Auges abgebildet werden.

Es seien endlich noch die Fadenbild- (Ghost-) Mikrometer kurz erwähnt, bei denen in der Brennebene des Fernrohrobjektivs ein helles Fadenbild entworfen wird. Am einfachsten erreichte dies STEINHEIL[7], indem er vor dem Objektiv einen Kollimator mit kleinerer Öffnung anbrachte, während LAMONT[8] das Fadenbild, das von einer Linse entworfen wird, mit einem schrägen, halbdurchlässigen Spiegel vor dem Brennpunkt des Objektivs hineinreflektierte. Bei

---

[1] Diss. Zürich 1917. [2] Phil. Mag. 20, S. 354 (1885).
[3] GASCOIGNE, Phil. Trans. 1667, S. 161 u. 195.
[4] FÖRSTER, Z. f. Instrk. 1, S. 7 u. 119 (1881).
[5] PORRO, C. R. 32, S. 677 (1851).
[6] CZAPSKI, Z. f. Instrk. 5, S. 347 (1885), WRIGHT, J. B. A. A. 31, S. 229 (1921).
[7] A. N. 5, S. 359 (1827). [8] Jahrb. d. Münch. Sternw. 1840, S. 187.

GRUBB und BURTON[1] (Abb 64) werden die von dem Fadenkreuz *c* ausgehenden Strahlen *b* zuerst an einem Hohlspiegel *d*, dann an einem durchbrochenen Planspiegel *e* reflektiert und durch eine Linse *f* in der Brennebene *g* der vom Objektiv kommenden Strahlen *a* vor dem Okular vereinigt Eine ähnliche Anordnung mit künstlichem Doppelstern benutzte HARGREAVES[2] zur Messung von Doppelsternen

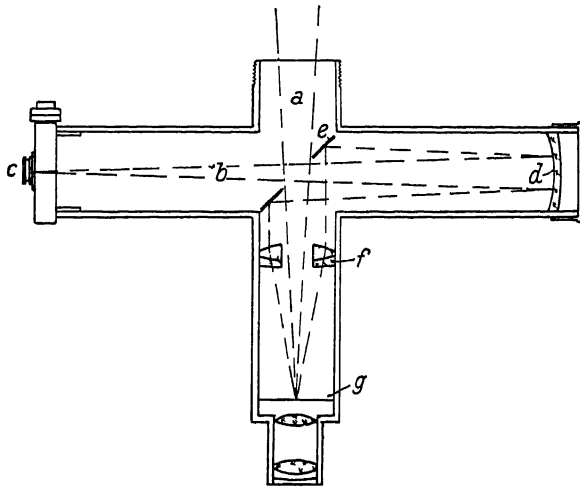



Abb 64 Das Ghost-Mikrometer von GRUBB und BURTON

Die Schwierigkeit der Beleuchtung und genauen Achsenverschiebung des Fadenkreuzes entfällt beim Richtfernrohr ohne Fadenkreuz von JEAURAT[3], bei dem im Gesichtsfeld zwei gleich große Bilder des Ziels entworfen werden, von denen das zweite in bezug auf das erste höhen- und seitenverkehrt ist, nur ein Punkt des Ziels kann also in beiden Bildern an derselben Stelle des Gesichtsfelds erscheinen, er ist der angerichtete Punkt Trotz eines neueren Versuchs in dieser Richtung bei dem Okular von R KÖNIG und SAFORI[4] kommt es für allgemeinere Verwendung in der Astronomie nicht in Betracht In dieser Art kann auch das AMICIsche geradsichtige Dachprisma (Abb 70) als Richtmittel dienen, indem man das Auge in die Verlängerung der Dachkante bringt, so daß man im Vorbeisehen ein aufrechtes Bild und im Durchsehen ein umgekehrtes Bild erhält, die Visierlinie ist der Dachkante parallel

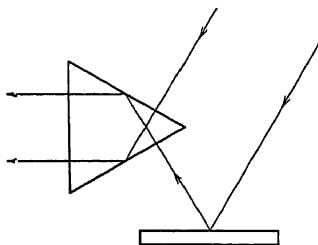



Abb 65
Das Prismenastrolabium

Sollen nur Seiten- (Höhen-) Winkel gemessen werden, so braucht das zweite Bild nur seiten- (höhen-) verkehrt zu sein, hierfür schlug AMICI sein Wendeprisma vor[5] Bei dem Dipleidoskop zum Feststellen des Sterndurchgangs durch den Meridian wird so das eine Bild von einem einfachen Spiegel, das andere von einem Winkelspiegel geliefert Die erste Form wurde von BLOXAM[6] angegeben und von DENT ausgeführt, dem gleichen Zweck[7] dient das Passageprisma von STEINHEIL und das Prismenastrolabium von CLAUDE und DRIENCOURT[8] (Abb 65), hier wird das eine Bild des Sterns durch einen schwachen Doppelglaskeil in einen Doppelstern verwandelt, in dessen Mitte das andere Sternbild genau eingestellt werden kann, während die Einstellung auf Zusammenfallen der Sternbilder erheblich ungenauer ist

---

[1] M N 41, S 59 (1881) [2] M N 92, S 72 u 453 (1932)
[3] Phil Trans 1779, S 130 [4] Z f Instrk 29, S 315 (1909)
[5] Mem Soc Modena 19, S 113 (1821)
[6] Engl Patent 9793 (1843), ENCKE, A N 22, S 305 (1845), HEINEN, Das Dipleidoskop Düsseldorf Bötticher 1847
[7] STEINHEIL, A N 24, S 270 (1846)
[8] L'Astrolabe à prisme Paris Gauthier-Villars 1910, BAKER, J of Scient Instr 1, S 65 (1923/4)

48. Das Erdfernrohr. Da das holländische Fernrohr nur für schwache Vergrößerungen in Betracht kommt, hat man bei stärker vergrößernden Fernrohren ein aufrechtes Bild erreicht, indem man von dem umgekehrten Objektivbild durch eine Linse ein zweites nochmals umgekehrtes, also aufrechtes, reelles Bild entwirft und erst dahinter das Okular anordnet. Ein solches Fernrohr wird als terrestrisches (Erd-) Fernrohr bezeichnet, das Okular samt Umkehrlinse als terrestrisches (Erdfernrohr-) Okular. In der einfachsten Form besteht es heute aus vier plankonvexen Linsen in größerem Abstand (Abb. 66). Die erste Linse ist eine Feldlinse, die nur schwach vergrößert, aber die Hauptstrahlen

Abb. 66. Ein einfaches Erdfernrohrokular.

in kurzem Abstand vor der Umkehrlinse zur Kreuzung bringt, die hinteren Linsen bilden ein Okular nach HUYGENS. Die Abstände und Brennweiten der Linsen sind so gewählt, daß der Farbenunterschied der Vergrößerung gehoben ist. Das Okular zeigt außer der Achse befriedigende Bildschärfe und Verzeichnungsfreiheit, bei gehobenem Astigmatismus ist die Längsabweichung durch Bildkrümmung für $w = 18°$ etwa 1 : 16 der Brennweite, es besitzt aber in der Achse nicht unerhebliche chromatische und sphärische Unterverbesserung. Wo dies Okular immer mit demselben Objektiv benutzt wird, kann diese Unterverbesserung durch entgegengesetzte des Objektivs ausgeglichen werden. Angaben über ein Okular von COCK (1673) findet man bei BAXANDALL[1], über die Okulare DOLLONDS bei SCHERFFER[2], über die FRAUNHOFERS bei PRECHTL und v. ROHR[3]. Die Daten eines Okulars der letzten Art sind im Sinne der Lichtrichtung gezählt für die Brennweiten $f_1 = 54$, $f_2 = 69{,}5$, $f_3 = 67$, $f_4 = 43$ und für die Linsenabstände gerechnet von den Hauptpunkten $a_1 = 76$, $a_2 = 138$, $a_3 = 66$ bei einer Gesamtbrennweite von $F = 25$.

Kleinere Handfernrohre sind für den Transport zusammenschiebbar (Zugfernrohre). Während man gewöhnlich andere Vergrößerung durch Wechseln der Okulare erreicht, kann sie beim terrestrischen Okular auch durch Verschiebung von Linsen in der Achse erreicht werden[4],

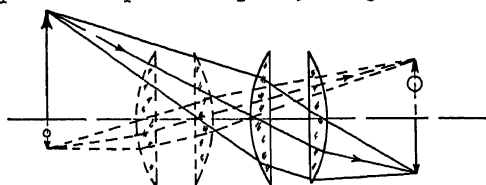



Abb. 67. Der Strahlengang im Umkehrsystem eines pankratischen Fernrohrs.

man hat so in stetigem Übergang alle Zwischenvergrößerungen zur Verfügung. Damit das Bild bei der Verstellung ohne Nachstellung des Okulars scharf bleibt, müssen mindestens zwei Linsen oder Linsengruppen in Kupplung durch geeignete Mechanismen verschoben werden, und zwar am besten innere Linsen, damit das Okular stehenbleiben kann[5]. Es werden so entweder die Feldlinse und die Umkehrlinse verschoben, oder die Umkehrlinse besteht aus zwei für sich verschiebbaren Teilen (Abb. 67), die verschobenen Linsen müssen achromatisch sein. Ein solches Fernrohr mit veränderlicher Vergrößerung nennt man pan-

[1] BAXANDALL u. COURT, Proc. Opt. Convention 2, S. 529 (1926).
[2] Institutionum opticarum pars sec. Vindobonae: Trattner 1775.
[3] Praktische Dioptrik, S. 276. Wien: Heubner 1828. v. ROHR, Fraunhofers Leben. Leipzig: Akad. Verlagsges. 1929.
[4] CAUCHOIX, Franz. Patent 1745 (1815).
[5] SCHRÖDER, Z. f. Instrk. 10, S. 133 (1890); ERFLE, ebenda 41, S. 107 (1921); DUNOYER, Rev. d'Opt. 3, S. 353 (1924).

kratisch Beim Erdfernrohr mit mäßiger Vergrößerung kann auch das Objektiv aus einer einfachen Linse hergestellt und die Farbenabweichung im Umkehrsystem ausgeglichen werden, diese Bauart bietet aber keine praktischen Vorteile[1]

49 Das Prismenfernrohr Statt durch Zwischenschalten eines Linsenumkehrsystems wird heute das Bild des astronomischen Fernrohrs meist durch Einschalten von bildumkehrenden Prismensystemen in den Strahlengang aufgerichtet Wir haben in Ziff 5 ein solches Prismensystem kennengelernt, das aus zwei Wendeprismen besteht, dieses hat aber den Nachteil, daß es infolge der Brechung des Achsenstrahls an den Ein- und Austrittsflächen nicht zwischen Objektiv und Okular verwendet werden kann Bei der gebräuchlichsten Form nach PORRO[2] findet eine viermalige Reflexion statt (Abb 68) Je zwei Prismen werden als ein Stuck hergestellt, sie sind hier nur zur deutlichen Darstellung des Strahlenganges getrennt In der dargestellten Lage besteht das Prismensystem aus einem rucksichtigen Doppelspiegel mit waagerechter und einem mit senkrechter Spiegelachse Bei jedem entsteht das Bild durch Drehen des Gegenstandes um die Spiegelachse, die Schnittgerade der Spiegel, um 180°, die beiden Drehungen setzen sich zu einer solchen um 180° um die zu beiden Achsen senkrechte, also um die Blicklinie, zusammen Bei der gezeichneten Lage kehrt der Doppelspiegel mit waagerechter Spiegelachse das Bild um, der andere bringt nur das Bild in die andere Richtung Beim Einschalten dieses Prismensystems zwischen Objektiv und Okular findet eine starke Verkurzung des Fernrohrs statt, allerdings wird der Querschnitt großer (Abb 78) Das Prismenfernrohr war berufen, die Lucke zwischen dem hollandischen Fernrohr (Ziff 50), das sich nur fur schwache Vergroßerung eignet, und dem Erdfernrohr, das sich mehr fur starkere Vergroßerungen eignet, auszufullen Es hat sich namentlich als Handdoppelfernrohr mit Vergroßerung von 3- bis 18fach eingeburgert, nachdem es ABBE[3] gelungen war, die Schwierigkeiten der Glasbeschaffung und der technischen Herstellung zu uberwinden Ein zweites von PORRO angegebenes Prismensystemfernrohr (Abb 69) findet besonders fur starkere Vergroßerung Verwendung Endlich sind noch die sog Dachprismen zu erwahnen Die beiden Spiegel des Doppelprismas von DELABORNE (Ziff 5) konnen an einem bildumkehrenden Prisma verkorpert werden (Abb 70) Ist der Spiegelwinkel genau 90°, so ist

Abb 68 Ein PORROsches Umkehrprisma erster Art

Abb 69 Ein PORROsches Umkehrprisma zweiter Art

Abb 70 Ein geradsichtiges Dachprisma

---

[1] HASERT, Dtsch R Patent 20729 u 43377 (1882/7), SCHRÖDER, Z f Instrk 6, S 41 (1886)
[2] Engl Patent 2377 (1854) Franz Patent 19050 (1857)
[3] CZAPSKI, Verh d Ver z Beford d Gewerbefl 1895, S 39, Centr Z f Opt u Mech 17, S 1 (1896), Dtsch Mech Z 5, S 49 (1895)

das Bild des Prismas dasselbe, in welcher Reihenfolge auch die Spiegelungen erfolgen, da in jedem Fall das Bild um die Spiegelachse um 180° gedreht ist. Ein solches Prisma nennt man ein Dachprisma. Wegen des schrägen Durchtritts eignet sich dieses Prisma nach AMICI[1] aber nicht für die Verwendung zwischen Objektiv und Okular. Wird aber die Ablenkung durch Brechung an den Durchtrittsflächen durch solche in Spiegelprismen ersetzt, so erhält man ein brauchbares Umkehrprisma. Die Ablenkung an dem Dach kann nun in verschiedener Weise durch eine gerade Anzahl zusätzlicher Spiegelungen ergänzt werden (Abb. 71). Gedrängte Bauart gibt das Umkehrprisma nach MOLLER[2] mit sechs Spiegelungen (Abb. 72). Durch die Verwendung der Dachprismen erhält der Prismenfeldstecher eine flache Form, allerdings verlangt das Prisma eine Einhaltung des 90°-Winkels bis auf Sekunden, da sonst die auftretenden Doppelbilder die Bildschärfe beeinträchtigen würden.

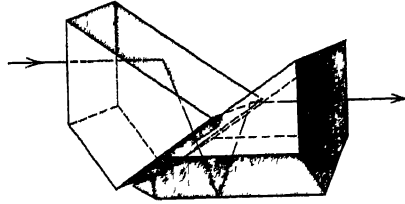



Abb. 71. Ein Umkehrprisma nach ABBE.

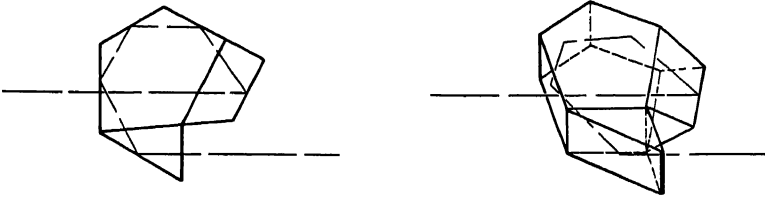



Abb. 72. Ein Umkehrprisma nach MOLLER.

50. Das holländische Fernrohr. Das sammelnde Objektiv gibt ein umgekehrtes Bild, das durch das zerstreuende Okular nochmals umgekehrt wird und so aufrecht erscheint. Es ist heute nur für schwache Vergrößerung in Gebrauch. Betrachtet man das Fernrohr für sich, so ist das Objektiv oder eine Blende in dessen Nähe Öffnungsblende, die Austrittspupille des Fernrohrs ist daher virtuell, so daß das Auge nicht an ihren Ort gebracht werden kann. Es ist nun zu unterscheiden, ob die Austrittspupille größer oder kleiner als die Augenpupille ist. In dem ersten, gewöhnlich vorliegenden Falle (Abb. 73), auf den wir allein näher eingehen wollen, ist die Austrittspupille des Fernrohrs Gesichtsfeldblende, die Augenpupille A Öffnungsblende, worauf LUBIMOFF[3] hingewiesen hat, die älteren Lehrbücher geben eine falsche Darstellung. Das Fernrohr zeichnet sich so durch große Lichtstärke aus, da die Augenpupille auch bei schlechtem Licht unvermindert wirksam ist, dazu kommt noch, daß die Reflexionsverluste gering und, da gewöhnlich nur vier Grenzflächen gegen Luft vorhanden sind, dem steht entgegen, daß die größte Helligkeit nur in der Mitte des Gesichtsfeldes vorhanden ist, und daß besonders bei stärkerer Vergrößerung schon nicht weit von der Mitte die Helligkeit bis zum Rande des Gesichtsfeldes abfällt. Für das Folgende nehmen

Abb. 73. Der Strahlengang beim holländischen Fernrohr.

[1] NACHET, C. R. 17, S. 917 (1843).
[2] Dtsch. R. Patent 358868 (1920).
[3] Pogg. Ann. 148, S. 405 (1873); CZAPSKI, Z. f. Instrk. 7, S. 409 (1887); 8, S. 102 (1888).

wir an, daß die Fassung des Objektivs O_1 das Gesichtsfeld begrenzt Das vom Okular O_2 entworfene virtuelle Bild der Fassung liegt nun so dicht vor dem Auge, daß die Begrenzung recht unscharf erscheint Der Winkel, unter dem die Augenpupille von dem Blendenbild aus erscheint, ist die Winkelbreite der Ringzone abfallender Helligkeit, in ihr fallt die Helligkeit von dem Hochstwert, der fur das Gebiet innerhalb des inneren Kreises der Ringzone durchweg gilt, allmahlich auf Null ab Der mittlere Kreis der Ringzone ist durch die Hauptstrahlen bestimmt, die durch die Gesichtsfeldblende gehen Man kann diese Erscheinung auch dadurch erklaren, daß fur die Punkte des inneren Kreises des Gesichtsfeldes die vollen Bundel aufgenommen werden, und je weiter der Bildpunkt in die unscharfe Zone ruckt, um so großere Teile des Bundels durch den Rand des Objektivs abgeblendet werden Die Stelle, wo der Helligkeitsabfall einsetzt, hebt sich durch Kontrastwirkung als heller Ring ab Es moge nun gezeigt werden wovon die Große des Gesichtsfeldes abhangt, wenn man es bis zur Mitte der Ringzone rechnet, das dingseitige Gesichtsfeld ist dann durch den Winkel gegeben, unter dem das Objektiv O_1 von der Eintrittspupille E erscheint Bisher wurde der Kreuzungspunkt der Hauptstrahlen in der Augenpupille angenommen Dies gilt aber nur fur das Sehen mit ruhendem Auge, das indirekte Sehen, wie es namentlich zur Orientierung dient Gewohnlich wird auch das Gesichtsfeld fur diesen Fall angegeben Fur jede genauere Beobachtung wird aber das Auge rasch, meist ohne daß es zum Bewußtsein kommt, mit seiner Visierlinie uber den betrachteten Gegenstand hinweggefuhrt, da außerhalb der Netzhautgrube die Sehscharfe stark abfallt Bei diesem direkten Sehen liegt aber der Kreuzungspunkt der Hauptstrahlen im Augendrehpunkt, in dem man sich die Augenpupille zuruckgeschoben denken kann Es ist daher auch der Augendrehpunkt fur das scharfe Ubersehen des Gesichtsfeldes maßgebend Bezeichnet man nun den Abstand des Kreuzungspunktes A der Hauptstrahlen im Bildraum vom hinteren Hauptpunkt des Okulars mit a, so ist der Abstand vom hinteren Brennpunkt F_2' des Okulars $a - f$ und der Abstand der Eintrittspupille E von dem F_2' zugeordneten Bildpunkt, dem vorderen Objektivbrennpunkt F_1 durch $\Gamma^2(a - f)$ und der vom vorderen Hauptpunkt des Objektivs durch $\Gamma^2(a - f) - F$ gegeben Fuhrt man die Fernrohrlange $l = F - f$ ein, so ist der Abstand $\Gamma(a\Gamma + l)$ Bezeichnet man den Objektivdurchmesser mit D und den halben dingseitigen Gesichtsfeldwinkel mit w, so ist

$$\operatorname{tg} w = \frac{D}{2\Gamma(a\Gamma + l)} \tag{77}$$

Fur das bildseitige Gesichtsfeld gilt $\operatorname{tg} w' = \Gamma \operatorname{tg} w$ Das praktisch erreichbare bildseitige Gesichtsfeld wird mit starkerer Vergroßerung immer kleiner und ist auch bei schwacher Vergroßerung kleiner als beim astronomischen Fernrohr Daten fur hollandische Fernrohre nach DOLLOND, FRAUNHOFER und PETZVAL veroffentlichte v ROHR[1] Uber GALILEIS Fernrohre und ihre Prufung siehe ABETTI u a [2] Bei einem erhaltenen Fernrohr betrug der Durchmesser des Objektivs 5,8, seine Brennweite 168,9 cm, die Vergroßerung war 18fach

51. Die dunne Sammellinse mit fernrohrahnlicher Wirkung. Es sei hier noch kurz erwahnt, daß auch eine einfache Sammellinse langer Brennweite wie ein Fernrohr vergroßernd wirken kann[3], wenn man das fur die Nahe akkommodierte Auge in solchen Abstand hinter die Brennebene bringt, daß das Bild

[1] Phot Korr 43, S 266 (1906), J Fraunhofers Leben, Leistungen u Wirksamkeit Leipzig Akad Verlagsges 1929

[2] L'Universo 4, Nr 9 (1923), Ciel et Terre 40, S 12 (1924), RONCHI, L'Universo 4, Nr 10 (1923), BAXANDALL, Trans Opt Soc 25, S 141 (1923/4)

[3] DICK, Practical Astronomer, S 232 u 332 London Seeley 1845

deutlich wird, ein ubersichtiges Auge ist in den entsprechenden Abstand davorzubringen, nur dieses erhalt ein aufrechtes Bild Die Vergroßerung ist gleich der Brennweite der Linse dividiert durch den Abstand des Auges von ihrem Brennpunkt Der Strahlengang ahnelt dem beim hollandischen Fernrohr, die Hauptstrahlen kreuzen sich im Augendrehpunkt, der Linsenrand begrenzt das kleine Gesichtsfeld Statt der Linse kann auch ein Hohlspiegel benutzt werden Indem HERSCHEL ohne Okular mit freiem Auge in den Spiegelseines großen Fernrohrs hineinsah, konnte er einen Saturnmond erkennen, in ahnlicher Weise sollen die Araber im Mittelalter vom Leuchtturm von Alexandria aus die ankommenden Schiffe beobachtet haben[1] Es kann heute wohl als sicher gelten[2], daß die angeblichen Vorgangerschaften LIPPERSHEYs solche Fernrohre betreffen, aber erst durch seine Erfindung wurde die Bahn zur fortschreitenden Entwicklung des Fernrohrs eroffnet

52 Das Doppelfernrohr Das beidaugige Sehen bietet den Vorteil, daß die Tiefengliederung unmittelbar auf Grund der Verschiedenheit der Bilder in den beiden Augen erkannt wird, die darauf beruht, daß der Standpunkt des einen Auges von dem des anderen etwas verschieden ist Es lassen sich allerdings nur Entfernungsunterschiede von nahe in der gleichen Blickrichtung liegenden Gegenstanden erkennen,

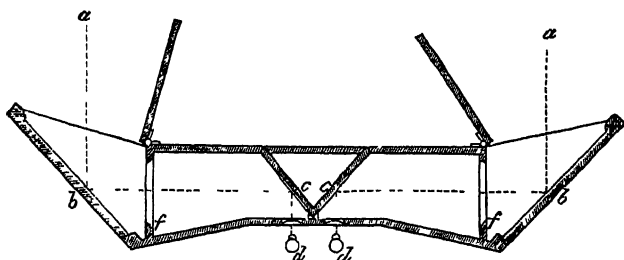



Abb 74 Das Telestereoskop von HELMHOLTZ

bei großerem seitlichem Winkelabstande der zu vergleichenden Punkte nimmt die Genauigkeit des Erkennens von Entfernungsunterschieden rasch ab Die Genauigkeit nimmt außerdem mit dem Quadrate der Entfernung des Gegenstandes ab Die Genauigkeit der Tiefenwahrnehmung wird durch Vergroßerung des Augenabstandes gesteigert, diese Wirkung kann man mit dem Telestereoskop von HELMHOLTZ[3] erreichen (Abb 74) Bei diesem werden die Strahlen durch zwei rhombische Doppelspiegel *bc* versetzt Man erhalt denselben Eindruck, als wenn sich die Augen *dd* auf den Geraden *ab* um die Strecken *bcd* hinter *b* befanden Ist also in Abb 75 *ac* der Abstand der außeren Spiegel und *I*, *II*, *III*, *IV*, *V* der Gegenstand, so erhalten die Augen im Abstand *ab* gleich *ac* *n* als Bild das *n*mal verkleinerte Modell 1, 2, 3, 4, 5 Die Tiefendimensionen sind in diesem Modell zwar *n*mal verkleinert, aber, da es im *n*fach kleineren Abstand geboten wird und die Genauigkeit so n^2mal gesteigert ist, werden die Tiefenunterschiede *n*mal genauer erkannt Die Wirkung eines gewohnlichen Doppelfernrohrs, bei dem Objektiv- und Okularachse zusammenfallen, laßt Abb 76 erkennen, die Sehwinkel werden durch das Fernrohr Γmal vergroßert, und man erhalt

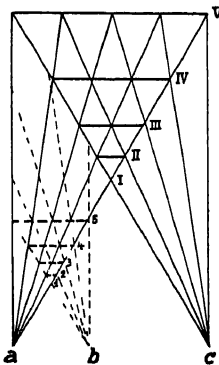



Abb 75 Das Raumbild bei vergroßertem Abstande der Eintrittspupille

[1] LIBRI, Histoire des sciences mathematiques en Italie, Bd 1, 2 Aufl S 215 Halle Schmidt 1865

[2] BAXANDALL, Trans Opt Soc 24, S 304 (1922/3), v ROHR, Centr Z f Opt u Mech 45, S 66 (1924)

[3] Pogg Ann 102, S 167 (1857), Phil Mag 15, S 19 (1858), HARDIE, ebenda 15, S 156 (1858)

das Raumbild (1) (2) (3) (4) (5), das fur $\Gamma = n$ in den Tiefenverhaltnissen mit dem Modell 1, 2, 3, 4, 5 ubereinstimmt, so daß auch hier die Tiefenwahrnehmung Γmal großer ist, die Querdimensionen sind aber vergroßert[1] Das Bild ist nicht raum-

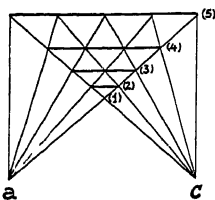



Abb 76 Das Raumbild bei Fernrohrvergroßerung

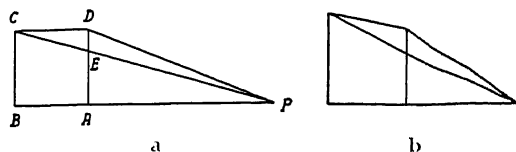



Abb 77 Die Anderung der Raumvorstellung durch das Fernrohr

richtig (orthomorph), sondern raumverzerrt (heteromorph) Die Gegenstande erscheinen so kulissenartig in der Sehrichtung zusammengedrangt, es ist dies eine notwendige Folge der Fernrohrvergroßerung Es sei hier noch darauf hingewiesen, daß auch mit einem Auge gesehen die Perspektive durch das Fernrohr verfalscht ist, und zwar ist dies ebenfalls in der vergroßernden Wirkung des Fernrohrs begrundet[2] Wie aus Abb 77 hervorgeht wird durch Vergroßerung der Sehwinkel, unter dem dem Auge P die Seite $ABCD$ eines Wurfels erscheint, entweder der Eindruck der Vergroßerung des Hintergrundes oder der der Zusammenpressung hervorgerufen Dies fallt besonders auf wenn man einen Gang oder eine Fensterfront entlang sieht ABBE[3] hatte den glucklichen Einfall, den Grundgedanken des Telestereoskops auf das PORROsche Prismenfernrohr zu ubertragen, indem er die beiden Einzelrohre so durch ein Gelenk verband, daß der Objektivabstand gegenuber dem Augenabstand gesteigert (Abb 78) ist Ist diese Steigerung das $n$fache, so ist die Tiefenunterscheidung $n$mal gesteigert, man bezeichnet n als spezifische Plastik, Γn als totale Plastik des Fernrohrs

Abb 78 Ein Prismendoppelfernrohr nach ABBE

Fur astronomische Beobachtungen mit starkeren Vergroßerungen kommen Doppelfernrohre kaum in Betracht, man hat wohl auch solche ahnlich den Aussichtsfernrohren von Zeiß mit 110 und 130 mm Offnung mit Erfolg benutzt, die Kosten stehen aber in keinem Verhaltnis zum Vorteil[4] So sind auch die Vorschlage von VALLACK[5] und GOLTZSCH[6] unbeachtet geblieben THORNTHWAITE[7] hat die Strahlen vor der Brennebene durch einen halbdurchlassigen Spiegel zum Teil abgelenkt

Abb 79 Ein Okular fur beidaugigen Gebrauch

[1] PULFRICH Z f Instrk 23, S 133 (1903)
[2] v ROHR, Munch Ak Ber 36, S 487 (1906), D optischen Instrumente Leipzig Teubner 1906
[3] Dtsch R Patent 77086 1893
[4] EDGECOMB, Pop Astr 10, S 523 (1902)
[5] M N 8, S 139 (1848)
[6] Z f Instrk 1, S 105 (1881)
[7] M N 37, S 3 (1876)

und in ein zweites zum ersten paralleles Okular gelenkt, ähnlich verfährt Zeiß[1] (Abb. 79). Die beidäugige Beobachtung ermüdet die Augen weniger und erleichtert die räumliche Vorstellung.

Damit beim Sehen durch ein binokulares Fernrohr kein Augenzwang eintritt, müssen folgende Forderungen erfüllt sein: Die optischen Achsen, d. h. die Verbindungslinien der zugekehrten Hauptpunkte von Objektiv und Okular, müssen parallel sein, da die Augen besonders gegen einen Höhenfehler der Bilder empfindlich sind, die Bilder müssen gleich groß sein und keine Verdrehung gegeneinander zeigen.

53. Der Hohlspiegel als Objektiv. Wie oben gezeigt wurde, ist die Abbildung durch einen hohlen bzw. erhabenen Spiegel der durch eine sammelnde bzw. zerstreuende Linse verwandt. Schon bald nach der Erfindung des Fernrohrs erkannte man daher, daß man bei Fernrohren insbesondere das Objektiv durch einen Hohlspiegel ersetzen kann, diese Bauart war vor Erfindung des achromatischen Objektivs dem Linsenfernrohr für starke Vergrößerungen weit überlegen, sie konnte sich aber erst durchsetzen, als die Technik des Schleifens der schwierigeren Herstellung des Hohlspiegels gewachsen war. Was die monochromatische Abweichung des Kugelhohlspiegels mit der Eintrittspupille in der Scheitelebene betrifft, so ergibt die SEIDELsche Näherungstheorie für die tangentiale und die sagittale Komponente δ_t und δ_s der Seitenabweichung in der Brennebene, wenn u'_t und u'_s die Komponenten des halben Öffnungswinkels u' sind, w die Hauptstrahlenneigung und r der Krümmungsradius des Spiegels ist,

$$\frac{2\delta_t}{r} = \frac{u'^2 u'_t}{8} + \frac{(3u_t'^2 + u_s'^2)w}{4} + u'_t w^2, \tag{78}$$

$$\frac{2\delta_s}{r} = \frac{u'^2 u'_s}{8} + \frac{u'_t u'_s w}{2}. \tag{79}$$

Die sagittale Bildkrümmung und die Verzeichnung sind gleich Null. Der Radius der tangentialen Bildkrümmung ist $-F/4$. Die sphärische Seitenabweichung in der Achse $u'^3 r/16$ ist ein Achtel von der einer einfachen Linse bester Form und beträgt für einen Spiegel von $D = 100$ und $F = 1000$ mm nur 0,016 mm, wächst aber rasch mit größerem Öffnungsverhältnis. Nach Ziff. 31 ist der schädliche Einfluß $u'^4 F$ proportional. Durch eine dieser Größe proportionale Flächenabweichung in Richtung des Kugelradius kann die sphärische Abweichung gehoben werden. In der Tat ist die Abweichung des Umdrehungsparaboloids gegen die Kugel bei kleiner Öffnung dieser Größe proportional. Das Paraboloid ist daher auch für große Öffnung und fernen Dingpunkt frei von sphärischer Abweichung. Bei einem Spiegel von $D = 2{,}58$, $F = 12{,}88$ m ist die Abweichung des Paraboloids von der Kugel am Rande etwa 20 μ. Im übrigen ergibt die SEIDELsche Theorie dieselben anderen Bildfehler für diese Flächenform wie für die Kugel. In Abb. 23 sind die Zerstreuungsfiguren außer der Achse in der Brennebene des Parabolspiegels wiedergegeben. Abb. 80a zeigt das entsprechende photographierte Sternbild im Vergleich mit solchen bei photographischen Objektiven.

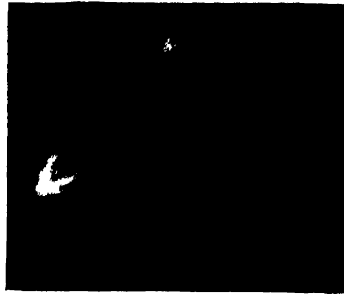
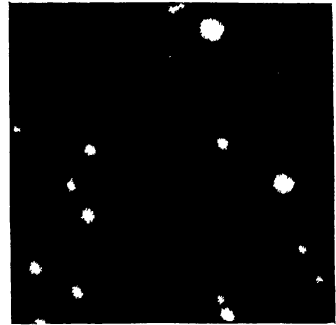
Es soll noch untersucht werden, bei welchen Durchmessern und Brennweiten die sphärische Abweichung in der Achse beim Kugelspiegel noch unschädlich ist. Nach Ziff. 31 ist für die RAYLEIGHsche Grenze bei einer Definition von 80%

$$a_r = \frac{4\lambda}{\sin^2 u'} = \frac{16\lambda F^2}{D^2}, \tag{80}$$

wo a_r die sphärische Längsabweichung in der Achse für den Spiegelrand ist. Da nun $a_r = D^2/32F$ ist, ergibt sich für $\lambda = 0{,}55\ \mu$ die Beziehung $F^3 = 3{,}55\ D^4$, wo D und F in mm zu nehmen sind. Für $D = 100$ bzw. 300 mm ist also $F = 710$

[1] SEITZ, Die Sterne 1, S. 84 (1921/2).

bzw 3060 zu nehmen Die gleiche Regel mit einer großeren Konstanten gab schon SMITH[1] auf Grund der geometrischen Optik, indem er ahnlich wie bei der Farbenabweichung Ziff 39 verfuhr

Als Werkstoff diente fruher Spiegelmetall, Legierungen von Cu, Zn, Sn, mit etwa 64% Reflexionsvermogen Neuerdings, seit STEINHEIL[2] das LIEBIGsche Verfahren zur Versilberung einfuhrte, verwendet man auf der Vorderflache versilberte Glasspiegel, in frischem Zustande erreicht man bis zu 96% Reflexionsvermogen Es wird Vorsorge getroffen, daß der Spiegel leicht neu versilbert werden kann Das Verfahren findet man in den Anleitungen zur Selbstherstellung von Spiegelteleskopen (Ende von Ziff 60) und in Zeitschriften[3] beschrieben

a

c

b

Abb 80 Sternbilder außer der Achse a) des Parabolspiegels ($D = 1000$ $F = 3000$, $w = 1°,8$), b) des PETZVALschen Objektivs ($D = 160$, $F = 800$ $w = 7°$) c) eines deformierten Tripletts ($D = 300$, $F = 1500$, $w = 5°,2$)

Abb 81 stellt das Reflexionsvermogen verschiedener Metalle in Abhangigkeit von der Wellenlange dar[4], Abb 82 das von Silber und Stahl fur verschiedene Einfallswinkel Der Glasspiegel zeichnet sich durch geringeres Gewicht aus, die großere Gleichmaßigkeit des Gefuges und Blasenfreiheit begunstigen die genaue Flachengebung und die saubere Politur Der Hohlspiegel hat namentlich bei großen Abmessungen manche Vorteile vor dem Objektiv, so kommt es, daß das großte Spiegelfernrohr eine Öffnung von $2^1/_2$ m Durchmesser gegenuber dem großten Linsenfernrohr von 1 m Durchmesser hat Es ist leichter,

[1] A Compleat System of Opticks S 146 Cambridge Crownfield 1738 Übersetzt von KASTNER S 191 Altenburg Richter 1755

[2] Augsb Allg Z 24 Marz 1856, A N 48, S 145 (1858), M N 19, S 56 (1858), FOUCAULT, C R 44 S 339 (1857)

[3] LIEBIG, Ann d Chemie u Pharmazie 98, S 132 (1856), DINGLERS Polyt J 140, S 204 (1856), MARTIN, Ann d Chimie et de Phys 15, S 94 (1898), DINGLERS Polyt J 191, S 43 (1869), WADSWORTH, Ap J 1, S 252 (1895), CURTIS, Publ A S P 23, S 13 (1911), MIETHE, Eders Jahrb 27, S 191 (1913), SILVERMAN u NECKERMAN, Trans Amer Ceramic Soc 27, S 351 (1919), ubersetzt Centr Z f Opt u Mech 41, S 107 (1920), Circular 32, Bureau of Standards, The Physical Society of London and the Optical Society, A Discussion on the Making of Reflecting Surfaces London Fleetway Press 1920, ubersetzt von KALLENBACH, Centr Z f Opt u Mech 46 S 186 (1925)

[4] COBLENTZ u a, Bull Bur of Stand 2, S 472 (1907), 7, S 198 (1911), Sc Pap Bur of Stand 2, S 343 (1929), 4, S 189 (1930), HULBURT, Ap J 42, S 203 (1915), 46, S 1 (1917)

eine fur den Spiegel geeignete Glasscheibe zu beschaffen, da es nur auf Spannungs- und Blasenfreiheit des Glases ankommt, auf Durchsichtigkeit und Schlieren-

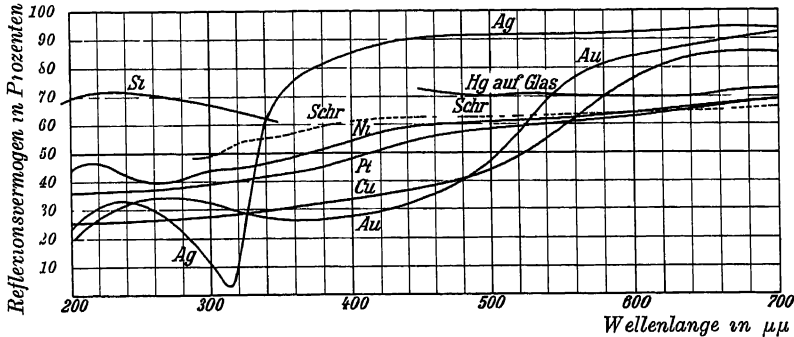



Abb 81 Das Reflexionsvermogen einiger Metalle fur verschiedene Wellenlangen *Schr* SCHRODERsches Spiegelmetall (66 Cu + 22 Sn + 12 Zn)

freiheit wie bei der Linse aber nicht Auch das Schleifen ist trotz der Abweichung von der Kugelform bei nur einer Flache billiger Wahrend das Lickobjektiv von 96 cm Durchmesser 50000 Dollar kostete, betrug der Preis der Spiegel fur das Victoriafernrohr (Hauptspiegel 184 cm, Fangspiegel 51 cm) nur 32000 Dollar, wobei das Steigen des Preises mit der zweiten Potenz des Durchmessers und die Geldentwertung zu berucksichtigen sind Da das Spiegelfernrohr ein großeres Öffnungsverhaltnis zulaßt, ist das Rohr kurzer, die Kosten von Montierung und Kuppel werden geringer Andererseits ist der Spiegel gegen Abweichungen von der richtigen Form bei der Bearbeitung viermal so empfindlich Auch Formanderungen infolge Durchbiegung und ungleicher Erwarmung sind erst recht beim Spiegel gefahrlicher (Ziff 54) Die Leistung des großen Spiegelfernrohrs auf Mt Wilson kann nur ausgenutzt werden, wenn die Temperatur auf 1° konstant gehalten wird So kommt es, daß das Linsenfernrohr feinere Doppelsterne auflost

Abb 82 Das Reflexionsvermogen von Silber (— — -) und Stahl (— — —) fur verschiedene Einfallswinkel, obere und untere Kurve die senkrecht zueinander polarisierten Anteile

Der Spiegel ist frei von sekundarem Spektrum, das bei wachsender Große des Linsenfernrohrs immer storender wirkt Das bedeutet bei großerem Spiegel auch einen merklichen Helligkeitsgewinn Da Farben besser erkannt werden, eignet sich der Spiegel besonders zur Beobachtung von Planetenoberflachen FOUCAULT[1] bemerkt allerdings, daß er zarte Streifen auf dem Jupiter mit dem Linsenfernrohr besser erkennen konnte, der Helligkeitsunterschied war nicht mehr merklich, wohl aber der Farbenunterschied infolge des sekundaren Spektrums Ferner hat sich der Spiegel fur das Studium von Nebeln bewahrt Spektroskopische Arbeiten sind erleichtert, da eine Neueinstellung fur andere Stellen des Spek-

[1] Recueil des travaux scientifiques, S 296 Paris Gauthier-Villars 1878

trums unnötig ist Der Spiegel ist gleich gut in derselben Ausführung für Beobachtung wie für Photographie geeignet Ebenso eignet er sich für die Untersuchung der Wärmestrahlen und für die der ultravioletten Strahlen, die vom Glas stärker absorbiert werden Für die letzte Strahlenart sind Spiegel aus Platin, Nickel[1] und Spiegelmetall sowie mit Silizium überzogene[2] besser als versilberte, da Silber in der Nähe der Wellenlänge 300 $\mu\mu$ geringeres Reflexionsvermögen besitzt Dafür ist es in dünner Schicht sogar durchlässig für diese Strahlen, und ein dünner Niederschlag auf einem Objektiv kann dazu dienen, diese Strahlen für die Untersuchung auszusondern[3] Magnesiumniederschlag auf Quarz zeigt bei 0,25 μ 80% Reflexionsvermögen[4] Ein Aluminiumniederschlag, der durch Verdampfen im Vakuum erzeugt wird und ziemlich haltbar sein soll, reflektiert bei $\lambda = 0{,}357\,\mu$ 70%, bei 0,305 μ 64% und bei 0,251 μ 53%[5] Für Messungen ist das Linsenfernrohr überlegen, da eine Kippung des Spiegels die Visierlinie ändert, auch Rohrverbiegung infolge einseitiger Erwärmung die Visierlinie mehr ändert, und da beim Spiegel die unsymmetrischen Zerstreuungsfiguren der Bildpunkte außer der Achse eine genaue Einstellung hindern Bei hellen Sternen kann man sich allerdings durch geeignete Blenden vor dem Objektiv helfen, die die vom Hauptstrahl getroffene Stelle der Zerstreuungsfigur hervorheben, Abb 83 zeigt eine solche Sternaufnahme[6] Ein Spiegel von gleichem Durchmesser und gleicher Brennweite wie die Normalfernrohre für die photographische Himmelskarte ($D = 340$, $F = 3400$ mm) zeigt bei dem gleichen Gesichtsfeld von 2,8° keine größeren Zerstreuungsflecken als dieses Fernrohr, die Bilder sind aber für die Ausmessung weit weniger geeignet Infolge der Koma wird bei $n$facher Vergrößerung des Öffnungsverhältnisses das brauchbare Bildfeld n^2mal kleiner, während beim einfachen Fernrohrobjektiv infolge von Bildkrümmung und Astigmatismus das Bildfeld bei $n$mal größerem Öffnungsverhältnis nur $\sqrt{n}$mal kleiner wird Trotzdem hat man den Spiegel für Öffnungsverhältnisse bis 1 $2^1/_2$ und mehr für photographische Zwecke verwandt (S 132), ein Objektiv mit diesem Öffnungsverhältnis mußte aus drei Linsen zusammengesetzt werden und hatte zu starkes sekundäres Spektrum und zu große Reflexions- und Absorptionsverluste Die Frage, ob das Spiegel- oder das Linsenfernrohr sich für bestimmte Aufgaben mehr eignet, ist immer wieder erörtert worden[7]

Abb 83 Das extrafokale Sternbild eines Parabolspiegels mit Markierung der Mitte durch eine Blende

54 Formänderungen durch Schwere und Wärme Mit der Durchbiegung des Spiegels durch das eigene Gewicht hat sich besonders COUDER[8] beschäftigt Zunächst stellte er fest, daß man unter den vorkommenden Verhältnissen die

---

[1] Wood, Ap J 34, S 404 (1911)

[2] Siemens u Halske, Dtsch R Patent 352156 (1920)

[3] Foucault, C R 63, S 413 (1866), Schwarzschild u Villiger, Phys Z 6, S 737 (1905) Ap J 33 S 284 u 345 (1906), Wood, M N 70, S 226 (1910)

[4] Phys -techn Reichsanstalt, Z f Instrk 46, S 176 (1926)

[5] Williams u Sabine, Ap J 77, S 317 (1933)

[6] Prey, Wiener Ak Ber 123, S 1859 (1914), 127, S 2253 (1918), Hepperger, Wiener Anz S 343 (1918)

[7] Fraunhofer A N 4, S 17 (1826), ebenda S 227 Briefe von South und Herschel, Hale, Ap J 5 S 119 (1897), Wolf, Nature 55, S 582 (1897), Pickering, Pop Astr 38, S 134 (1930) Sonnefeld, Centr Z f Opt u Mech 52, S 110 (1931), Roy, C R 192, S 401 (1931)

[8] B A 7 S 201 (1932), Jones, Proc R Soc London 88, S 491 (1913)

Spiegelscheiben als vollkommen elastisch ohne Hysteresis ansehen kann, und daß bis etwa 3 m Durchmesser die Komponente der Schwere senkrecht zur optischen Achse keine bedeutende Rolle spielt Er nimmt an, daß die biegenden Krafte achsensymmetrisch sind, und behandelt so eine kreisformige, horizontale, am Rande unterstutzte Planplatte vom Durchmesser $2R$ und der Dicke d aus einem Stoff von der Dichte δ und dem Elastizitatsmodul E unter der Voraussetzung, daß d^2 R^2 klein gegen 1 ist Er erhalt die Gleichung der Durchbiegungskurve eines Meridianschnittes, wo y die senkrechte Abweichung ist und x $R=\xi$ gesetzt wird, durch Summation der Gleichungen fur die beiden Falle, daß einmal eine ideale Ringstutze von dem Radius $r_0 = \varrho R$ mit dem Gewicht der Scheibe gegen diese druckt, und daß das andere Mal die Scheibe sich durch ihr eigenes Gewicht verbiegt

$$y = Kg\frac{\delta}{E}\frac{R^4}{d^2}\varphi(\sigma,\varrho,\xi)\,, \tag{81}$$

wo K ein Faktor, g die Erdbeschleunigung, σ der POISSONsche Koeffizient und die Funktion φ durch die Elastizitatstheorie gegeben ist Er gibt fur $\sigma = 0{,}25$ eine Tabelle fur φ als Funktion von ξ und ϱ, fur die weitere Betrachtung bringt er diese Gleichung in die Form $f(\xi) = \alpha + \beta\xi^2 + \gamma\xi^4$, wo das zweite Glied einer Anderung der Brennweite, das dritte einer Anderung der spharischen Abweichung des Spiegels entspricht Die folgende Tabelle gibt die Werte der Konstanten fur verschiedene Weite von ϱ der Ringstutze

ϱ	0	0,15	0,333	0,5	0,667	0 85	1
α	−1,549	−1,406	−1,020	−0,553	−0,033	+0,563	+1,350
β	+2,700	+2,348	+1,540	−0,685	−0,108	−0,805	−1,301
γ	−1,151	−0,942	−0,540	−0,132	+0,141	+0,242	+0,251

Fur einen Planspiegel von 746 mm Durchmesser und 34,4 mm Dicke, dessen Ringstutze aus 100 gleichmaßig verteilten 30 mm langen Spiralfedern bestand, wurden durch Messung des Astigmatismus bei schragem Lichteinfall die Koeffizienten β und γ fur verschiedene ϱ bestimmt, sie stimmten befriedigend mit den durch Rechnung gefundenen Werten uberein Der Wert δ E ist bei Kronglas und geschmolzenem Quarz etwa 0,34, bei Stahl 0,364 und bei Spiegelmetall 1,1 Das Glied R^4 d^2 zeigt, daß es fur die Durchbiegung nicht auf das Verhaltnis R d ankommt, der Umstand, daß man bei großen Spiegeln ein zu hohes Gewicht vermeiden will, bedingt, daß der Wert bei dem großen Spiegel auf Mt Wilson von 2560 mm Durchmesser und 306 mm Dicke auf 284 steigt, wahrend er fur einen Parabolspiegel von 186 mm Durchmesser und 32 mm Dicke nur 0,73 betragt Bei dem Metallspiegel von Lord ROSSE von 1830 Durchmesser und 137 Dicke wird die Vergleichszahl unter Berucksichtigung des großeren δ E etwa 1200 COUDER fand weiter durch Versuche, daß bei Unterstutzung des Spiegels an drei Punkten des Randes der Grenzwert R^4 d^2, in cm gemessen, 1000 ist, wenn keine spharische Überkorrektion bemerkbar sein soll Bei dieser Art der Lagerung ist eine Abweichung der Wellenflache von der Kugelform von 0,032 μ noch zulassig Die Schichtlinien der Wellenflache sind Sechsecke mit nach innen durchgebogenen Seiten, die drei Seiten in der Nahe der Auflagen sind mehrmals kurzer als die andern Das Beugungsscheibchen des Sternbilds ist ein abgerundetes Dreieck mit den Spitzen nach den Lagerstellen zu, die Ringe sind hier unterbrochen Fur eine Randstutze mit sechs Punkten gilt R^4 $d^2 < 9000$, bei Hinzufugung einer Mittelstutze <12000, bei neun Randstutzpunkten und drei auf einem Ring von einem Drittel Durchmesser <45000 Dabei ist angenommen, daß die uber drei hinausgehenden Stutzen eines Rings regelbare Gewichte sind Um den

Einfluß der Auflage zu verringern, empfiehlt COUDER[1], den Spiegel am Rande zu verstärken, so daß er eine einem Tamburin ähnliche Form erhält

Die älteren Arten der Lagerung des Spiegels von J F W HERSCHEL auf mehreren Wollschichten oder die von FOUCAULT auf einem Luftkissen haben den Nachteil, daß die Luft die Rückseite des Spiegels nicht frei umspülen kann und so der allseitig gleichmäßige Wärmeaustausch des Spiegels mit der Umgebung gehindert ist, außerdem ist beim Luftkissen die Erhaltung der Visierlinie nicht genügend gesichert Man lagert daher die großen Spiegel auf einer größeren Anzahl regelmäßig verteilter kleinerer Flächen Die eine Art wurde schon bei den älteren Spiegelfernrohren von ROSSE und LASSELL[2] angewandt, da beim Metallspiegel die Biegung eine noch größere Rolle spielt, sie findet sich heute bei den Spiegeln von Zeiss und dem in Victoria, Abb 84 gibt die Lagerung von Zeiss wieder Man geht hier von drei Stützpunkten aus, die gleichmäßig im Schwerpunktskreis verteilt sind Auf jedem der drei Stützpunkte ruht ein in der Mitte auf einer Kugel kippbarer doppelarmiger Hebel, an jedem Ende trägt jeder dieser Hebel eine dreieckige Tragplatte, die wieder in der Mitte auf einer Kugel kippbar ruht, ebenso trägt jede Ecke des Dreiecks je auf einer Kugel kippbar eine runde Platte, so daß der Spiegel von 18 runden Platten getragen wird Da alle Hebelarme unter sich und die Radien der dreieckigen Tragplatten unter sich gleich sind, müssen auch die Auflagedrücke aller 18 Platten gleich sein Die andere Art der Lagerung wurde von RITCHEY[3] bei den großen Spiegeln auf Mt Wilson angewandt Hier wird der Spiegel von Hebeln getragen, deren Druck durch Gewichte geregelt werden kann, auf Verbesserungen dieser Art von PEASE und COUDER[4] sei nur verwiesen Gegen Querverschiebungen wird der Spiegel am besten in der Mittelschicht abgestützt und die ungleiche Ausdehnung von Spiegel und Fassung berücksichtigt, etwa nach der STEINHEILschen Art (Ziff 43) Die Empfindlichkeit gegen schlechte Lagerung zeigt ZSCHIMMER[5]

Abb 84 Die Lagerung eines Fernrohrhohlspiegels nach Zeiss (MEYER)

Wenn der Spiegel und ebenso das Rohr sich vollkommen gleichmäßig durch die Wärme ausdehnen, so ist die Änderung ΔA des Auszugs für scharfes Bild $\Delta A\, dT = F(\alpha_1 - \alpha_2)$, wo T die Temperatur, α_1 und α_2 die Ausdehnungskoeffizienten für Spiegel und Rohr sind Wenn aber die Temperatur von der Vorderseite zur Rückseite sich gleichmäßig ändert und der Temperaturunterschied der beiden Seiten $T_1 - T_2$ ist, so ist die Brennweitenänderung $\Delta F = 2\alpha(T_1 - T_2)F^2\, d$, wo d die Dicke des Spiegels ist Dieser Temperaturunter-

[1] C R 186, S 311 (1928)

[2] ROSSE (OXMANSTOWN), Phil Trans 1840, S 503, LASSELL, Report 20th Meeting B A S 1850, S 150, COMMON, Obs 3, S 167 (1880)

[3] Ap J 5, S 143 (1897)

[4] B A 7, S 246 (1932), PEASE, Publ A S P 44, S 308 (1932)

[5] Z f Instrk 33, S 376 (1913)

schied ist nur zu einem ganz unerheblichen Teil auf die Ausstrahlung der Vorderseite gegen den Himmel zurückzuführen, im wesentlichen vielmehr darauf, daß bei der Abkühlung im Laufe der Nacht die Luftströme auf der Vorderseite sich freier entfalten können und daher diese Seite kälter als die Rückseite wird Durch Versuche fand COUDER[1], daß die Zeit t, in der bei Erwärmung einer Seite die Brennweitenänderung den halben Wert der maximalen erreicht, von der Dicke des Spiegels nach der Formel $\log_{10} t = 0{,}656 + 1{,}908 \log_{10} d$ abhängt Für den Wärmeausgleich innerhalb des Spiegels ist der Wert von $\eta = \alpha\delta c\ k$ maßgebend, wo α der Ausdehnungskoeffizient, δ die Dichte, c die spezifische Wärme und k die Wärmeleitfähigkeit ist Dieser Größe ist auch die Formänderung nach einer bestimmten Zeit proportional Der Wert von $\eta\ 10^5$ ist für Spiegelglas 197, für Pyrexglas 25, für geschmolzenen Quarz 0,93, für Spiegelmetall 6,3 und für Stahl 4,7 Über Versuche mit einem Pyrexspiegel von 19 cm Durchmesser und mit verstärktem Rand berichtet COUDER[2] (s auch PETTIT S 181) Die beiden Fangspiegel des neuen Greenwicher Reflektors sind aus geschmolzenem undurchsichtigem Quarz, dem dünnere Platten aus durchsichtigem aufgeschmolzen sind Solche Quarzplatten liefern unter dem Namen Vitriosil die deutschen Ton- und Steinzeugwerke, Berlin-Charlottenburg, Thermal Syndicate United, Wallsend/Tyne und Quartz Silice, Paris Der Hauptspiegel des Reflektors der MILLS-Expedition (Ziff 60) verlängerte in der ersten Hälfte der Nacht seine Brennweite rasch bis zu 3 mm Die Schnelligkeit der Temperaturänderung war von stärkerem Einfluß als die Größe Bessere Ventilation durch Öffnungen im Spiegelgehäuse verringerten die Änderung auf etwa die Hälfte Am besten bewährte sich die umständliche Kühlung mit einer Kältemaschine, die etwa $2^1/_2$ Stunden vor Sonnenuntergang begann und nach einer Temperaturerniedrigung in der Nähe des Spiegels von 5 bis 6° C aufhörte, bei richtiger Abstimmung erzielte man für 1 oder 2 Stunden geringe Brennweitenänderungen Die Versilberung der Rückseite war ohne merklichen Einfluß, was für den erwähnten geringen Einfluß der Ausstrahlung spricht[3] RITCHEY[4] beobachtete beim 1,5 m-Spiegel von Mt Wilson Verlängerung der Brennweite bis zu 1 mm, bei Anwendung einer isolierenden Kammer war die Änderung oft nur 0,127, gelegentlich 0,329 Nach PERRINE[5] zeigt ein mit Band am Rande frei aufgehängter Spiegel keine Änderung der Brennweite Außerdem beobachtet man aber noch eine besondere Randwirkung, indem die äußere Zone sphärische Abweichung zeigt Bei dem MILLS-Reflektor zeigte sich in der ersten Hälfte der Nacht bei fallender Temperatur Unterkorrektion Ebenso beobachtete man beim Victoria-Spiegel[6], der nach dieser Richtung besonders genau untersucht wurde, Unterkorrektion des Randes, und zwar an einem ungünstigen Tage zuerst 55 Minuten nach Öffnung der Kuppel 3,57 mm, dann nach $3^1/_4$ Stunden 2,55, bei schwächerer Temperaturänderung während des Tages war $^1/_2$ Stunde nach Öffnung nur die äußerste 2 Zoll breite Zone unterkorrigiert Die darauffolgende Änderung war gering, durch die Einhüllung des Spiegels wurden die Änderungen geringer RITCHEY beobachtete Überkorrektionen, über seinen Wärmeschutz bei den großen Spiegeln s Ziff 60 Auch beim Refraktor beobachteten SCHLESINGER[7] und SCHORR eine Änderung der sphärischen Korrektion, bei fallender Temperatur im Laufe der Nacht tritt Unterkorrektion ein Zur Vermeidung von Refraktionsstörungen im Rohre

[1] B A 7 S 283 (1932) [2] C R 186, S 311 (1928)
[3] WRIGHT, Publ Lick Obs 9, S 25 (1911)
[4] Ap J 29, S 198 (1909) 32, S 26 (1910) [5] Publ A S P 30, S 55 (1918)
[6] PLASKETT, Publ Astrophys Obs Victoria 1, Nr 1 (1920)
[7] B S A F 29, S 211 (1915), Wash Nat Ac Proc 1, S 13 (1917), SCHORR, VJS 68, S 189 (1933)

hat man sich heute bei den großeren Spiegelfernrohren fur offenes Gitterrohr entschieden, COUDER verkleidet das Stahlgerust mit dunnen Holzwanden

55 Doppelspiegel mit großerem Gesichtsfeld Um das brauchbare Gesichtsfeld zu vergroßern, hat SCHWARZSCHILD[1] vorgeschlagen, eine Gruppe von zwei Hohlspiegeln zu verwenden (Abb 85a), von denen der zweite etwa halb so große Spiegel die Strahlen vom ersten vor ihrer Vereinigung im Bilde auffangt, die Platte liegt zwischen den Spiegeln Die Anordnung ist also im Aufbau einem photographischen Doppelobjektiv ahnlich Die Daten eines solchen Doppelspiegels fur die Gesamtbrennweite 1 sind $r_1 = -5$, $r_2 = -1{,}67$ und Abstand $d_1 = 1{,}25$ Die Form des großen Spiegels nahert sich dem Hyperboloid, die des kleinen einem Ellipsoid und ist diesen Flachen bis zu einem Öffnungsverhaltnis 1 3 praktisch gleich Die Herstellung wird dadurch erschwert, daß beide Spiegel eine von der Kugel so erheblich abweichende Form erhalten mussen Bei dieser Bauart ist außer der spharischen Abweichung die Koma gehoben und Bildfeldebnung im ubertragenen Sinne erreicht Der Astigmatismus ist $2^1/_2$mal so klein wie beim einfachen Parabolspiegel Die trigonometrische Durchrechnung fur 1,5° Hauptstrahlneigung (3° Gesichtsfeld) ergab eine radiale Streuung von 18″, das brauchbare Gesichtsfeld ist also nahe gleich dem der Normalrefraktoren CHRÉTIEN[2] hat die CASSEGRAINsche Bauart in ahnlicher Weise verbessert (Abb 85b) Es mogen zunachst die Daten fur einen ausgefuhrten Doppelspiegel von 505 mm Öffnung und 3450 mm Brennweite folgen, und zwar ebenfalls bezogen auf die Brennweite 1, sie sind $r_1 = -0{,}952$, $r_2 = 0{,}645$ und $d_1 = 0{,}307$ Das letzte Bild liegt dicht hinter dem Hauptspiegel Der Astigmatismus ist gehoben, die Bildkrummung ist 6,75mal starker als der Kehrwert der Brennweite Es wurden daher entsprechend gekrummte Platten vorgeschlagen Wahrend sich SCHWARZSCHILDs Bauart mehr fur das große Öffnungsverhaltnis 1 3 bis 1 4 eignet, wird die CHRÊTIENs fur 1 6 bis 1 8 empfohlen, zumal die Lange im Verhaltnis zur Gesamtbrennweite nur etwa ein Drittel davon betragt Ein Vorteil davon ist auch die bequemere Zuganglichkeit der Platte und die geringere Verdeckung durch den Fangspiegel, die das Beugungsbild eines Sternes weniger beeintrachtigt Den Wert dieser Doppelspiegel erkennt man, wenn man berucksichtigt, daß nach RITCHEY[3] beim 1,5 m-Spiegel auf Mt Wilson im allgemeinen nur ein Gesichtsfeld von 38′ (84 mm) ausnutzbar ist, fur feinere Messungen sogar nur 15′ (33 mm) Ein Doppelspiegel nach CHRÉTIEN von 1 m Durchmesser 1 6,8 ist von RITCHEY fur das Naval Observatory in Washington hergestellt worden, ein solcher nach SCHWARZSCHILD fur das Kirkwood-Observatorium der Universitat Indiana im Bau

Abb 85 Photographische Doppelspiegel nach a) SCHWARZSCHILD, b) CHRÉTIEN

SAMPSON sucht nach dem Vorgang von ZENGER[4] eine ahnliche Verbesserung des Bildes durch ein mehrteiliges Linsensystem zwischen Objektiv und Brenn-

[1] Gott Abh NF 4, Nr 2 (1905), BISKE, Z f Math u Phys 52, S 191 (1905), BOULOUCH, C R 175, S 1047 (1922), COUDER, ebenda 183, S 1276 (1926)

[2] Rev d'Opt 1, S 13 (1922), C R 185, S 1125 (1927), RITCHEY u CHRÉTIEN, B S A F 41, S 541 (1927), RITCHEY, ebenda 41, S 529 (1927), 42, S 27 (1928), C R 185, S 266 u 1024 (1927), 191, S 22 (1930), Trans Opt Soc 29, S 197 (1927/8), J Can R A S 22, S 159 (1928) L'évolution de l'astrophotographie St Gobain 1930

[3] B S A F 42, S 31 (1928)

[4] Sitzber d bohm Ges d Wiss Febr 1875, Jan 1877 SAMPSON, M N 73, S 524, Obs 36, S 248 (1913), Phil Trans 213, S 27 (1914), VIOLETTE, Rev d'Opt 1, S 397 (1922)

punkt zu erreichen, diese Einrichtung hat den Nachteil, daß mehr storendes Reflexlicht vorhanden ist Ross[1] verbesserte den 1,5 m Spiegel von Mt Wilson durch eine afokale zweiteilige Zusatzlinse von 8″ Öffnung 15″ vor dem Brennpunkt Eine zerstreuende achromatische Zusatzlinse kann wie beim Teleobjektiv dazu dienen, das Bild zu vergroßern[2]

SHAPLEY[3] steigerte das Öffnungsverhaltnis des 2,5 m-Spiegels auf Mt Wilson auf nahe das Doppelte, indem er dicht vor dem Brennpunkt ein photographisches Objektiv von $F = 75$ mm und D $F = 1$ 1,9 anordnete, er erzielte so bei Sternphotographie den Gewinn einer Großenklasse, das Gesichtsfeld betrug nur 6′ Ein ahnliches Zusatzsystem ist auch beim Refraktor von 60 cm Öffnung der Hamburger Sternwarte im Gebrauch[4] ZARUBA[5] empfiehlt aplanatische Linsen als Zusatzlinsen SCHMIDT[6] geht davon aus, daß ein Kugelspiegel mit Blende im Krummungsmittelpunkt ein von Koma und Astigmatismus freies Bild auf einer Kugelflache gibt, deren Radius gleich der Brennweite ist, die spharische Abweichung soll durch eine durchbohrte deformierte Planplatte in der Brennebene gehoben werden Ein solcher Spiegel von 44 cm Durchmesser und dem großen Öffnungsverhaltnis 1 1,4 wurde von ihm fur die Hamburger Sternwarte mit gutem Erfolg ausgefuhrt, die Korrektionsplatte hatte einen Durchmesser von 36 cm, die Aufnahmen werden auf einen gekrummten Film gemacht, das komafreie Feld betrug 15°

56. Die Spiegelfernrohre Die Spiegelfernrohre fur Beobachtung unterscheiden sich durch die Anordnung und Ausbildung des Okularteiles Die einfachste Bauart geht auf ZUCCHI[7], den Erfinder des Spiegelfernrohrs (1616), allerdings mit Zerstreuungslinse als Okular, und auf LEMAIRE[8] zuruck, sie ist aber nach HERSCHEL[9] benannt (Abb 86), bei ihr ist das Okular am Rande des Rohres, schrag auf die Mitte des Spiegels gerichtet, angeordnet (Front View, Skew Telescope), das Bild zeigt alle Unvollkommenheiten, die in großerem Abstande von der Achse auftreten, außer wenn ein Parabolspiegel mit entsprechend exzentrischer Achse benutzt wird, der aber nicht in Betracht kommt HERSCHEL selbst hat hauptsachlich Spiegel der von NEWTON angegebenen Bauart hergestellt, von 1774 bis 1795 allein 200 Stuck von 7′ Brennweite, 150 von 10′ und 80 von 20′, außer den kleineren GREGORYS bis zu 10′ Brennweite Der große Front View hatte 122 cm Durchmesser und 10 m Brennweite, das Gewicht betrug 960 kg, am Tage der Aufstellung (1789) entdeckte HERSCHEL damit den sechsten Saturnmond Nach ihm hat wohl nur noch RAMAGE[10] Front Views gebaut Über die Prufung eines Fernrohrs von HERSCHEL berichteten neuerdings DAVIES, STEAVENSON und AINSLIE[11]

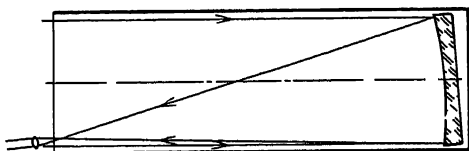



Abb 86 Das Spiegelfernrohr nach HERSCHEL

[1] Ap J 77, S 243 (1933) [2] MILLOCHAU C R 143, S 33 (1904)
[3] Mt Wilson Comm 68 (1920), Wash Nat Ac Proc Marz 1920
[4] SCHORR, V J S 68, 190 (1933) [5] B S A F 43, S 81 (1929)
[6] Centr Z f Opt u Mech 52, S 25 (1932), Mitt Hamburg-Bergedorf 7, S 15, (Nr 36) (1932)
[7] Optica philosophica Lugdunum Batavorum 1, S 126 (1652)
[8] Machines et inventions approuvees par l'academie des sciences Bd 6 (1735)
[9] Phil Trans 76, S 499 (1786), 1795, S 347
[10] Mem R A S 2, S 413 (1826)
[11] DAVIES, M N 84, S 23 (1924), STEAVENSON, Obs 47, S 262 (1924), 50, S 114 (1927), 53, S 311 (1930) Trans Opt Soc 26, S 210 (1924/5), AINSLIE, J B A A 42, S 65 (1932)

NEWTON[1] schaltete vor der Vereinigung der Strahlen zum Bild einen um 90° ablenkenden Spiegel (Fangspiegel) (Abb 87) so ein, daß das Bild am Rande des Rohres entsteht und durch ein Okular beobachtet werden kann, wobei die Kopfhaltung meist bequemer als bei einem geradsichtigen Fernrohr ist, noch besser ist es, wenn das Okular um die Hauptrohrachse drehbar ist[2] Man kann auch bei azimutaler Aufstellung die Strahlen vom Fangspiegel in die Kippachse reflektieren[3] COUDER[4] neigt den Fangspiegel so, daß der Einfallswinkel i nur 25° ist, der Astigmatismus infolge Durchbiegung ist so 3,6mal geringer wie fur $i = 45°$, ferner kann so der Spiegel eine kreisrunde Form erhalten, ohne zuviel Licht wegzunehmen, und der Einblick liegt dem Hauptspiegel naher Soll keine Abschattung nach dem Rande des Gesichtsfeldes eintreten und ist D der Durchmesser des Hauptspiegels und G der der Gesichtsfeldblende des schwachsten Okulars, so gilt fur den kleineren Durchmesser des Fangspiegels

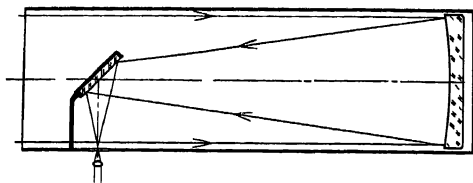



Abb 87 Das Spiegelfernrohr nach NEWTON

$$d = \frac{D^2}{2F} + G\frac{2F - D}{2F} \tag{82}$$

Ist das Gesichtsfeld klein oder laßt man eine Abschattung nach dem Rande des Gesichtsfeldes zu, so halt der Fangspiegel von dem auf den Hauptspiegel fallenden Licht um so weniger zuruck, je kleiner das Öffnungsverhaltnis ist[5] NEWTON gilt als der erste, der ein brauchbares Spiegelfernrohr zustande brachte (s jedoch S 175), er legte ein solches von $D = 1^1/_3''$, $F = 6^1/_4''$ und 38facher Vergroßerung 1671 der Royal Society vor, HADLEY 1722 ein solches von 6″ Öffnung, 1 10 mit 200facher Vergroßerung, das nahe das gleiche leistete wie das Luftfernrohr von HUYGENS von der gleichen Öffnung und 123′ Brennweite Erst damit war fur die Einfuhrung des Spiegelfernrohrs die Bahn freigelegt Man kann den Fangspiegel verkleinern, wenn man das Bild nahe dem Fangspiegel entstehen laßt und mit einem terrestrischen Okular beobachtet[1 u 6] Wollte man den Fangspiegel senkrecht zur Achse des Hauptspiegels stellen und ein Bild in der durchbrochenen Mitte des Hauptspiegels entwerfen, so mußte der Fangspiegel den halben Durchmesser des Hauptspiegels erhalten und wurde zuviel Licht zuruckhalten Stellt man ihn aber in großerer Nahe der Brennebene des Hauptspiegels auf, so kann er kleineren Durchmesser erhalten Damit aber das Bild in der durchbrochenen Mitte des Hauptspiegels entsteht und so zuganglich wird, muß der Fangspiegel eine entsprechende Scheitelkrummung erhalten Man wird so auf die Bauarten von CASSEGRAIN[7] (Abb 88) und GREGORY[8] (Abb 89) gefuhrt Bei der ersten ist ein erhabener Fangspiegel vor der Brennebene angeordnet, bei der zweiten ein hohler hinter der Brennebene Der Strahlengang im ersten Fall entspricht dem des astronomischen Fernrohrs mit Teleobjektiv, der zweite dem des ter-

[1] Phil Trans abr S 196, 1638–1700 (1672), Opticks, Prop 8 London 1704, Ostwalds Klass 96, S 71

[2] AIRY, M N 13, S 165 (1853)

[3] COMMON, M N 53, S 19 (1893)

[4] B A 7, S 276 (1932)

[5] TENNANT M N 47, S 244 (1887), ROY, B S A F 42, S 497 (1928)

[6] FOUCAULT, Ann Obs Paris 5 (1858), Recueil des travaux scientifiques, S 278 Paris Gauthier-Villars 1878

[7] Phil Trans abr S 44, 1638–1700 (1672), J des Savans 1672, S 204, TOMKINS, J B A A 41, S 296 (1930), DALL, ebenda 41, S 224 u 296 (1931), ZSCHOKKE, Centr Z f Opt u Mech 52, S 209 (1931)

[8] Optica promota S 92 London Thomson 1663

restrischen Fernrohrs Bei den Bauarten von NEWTON und CASSEGRAIN ist das Bild umgekehrt, bei der Bauart von GREGORY aufrecht Hat der Fangspiegel m mal kleineren Durchmesser als der Hauptspiegel, ist seine Große dem achsenparallel einfallenden Bundel angepaßt und wird das Bild im Ausbruch des Hauptspiegels von der Brennweite F entworfen, so ist die Dingweite fur den Fangspiegel $F : m$, die Bildweite fur diesen ist bei GREGORYS Bauart $F\left(1 + \frac{1}{m}\right)$, bei der CASSEGRAINS $F\left(1 - \frac{1}{m}\right)$ Da nun die Gesamtbrennweite zu F in demselben Verhaltnis steht, wie die Bildweite des Fangspiegels zu seiner Dingweite, so ist sie bei der Bauart GREGORYS $(m + 1)$ mal, bei der CASSEGRAINS $(m - 1)$ mal so groß wie die des Hauptspiegels Bei gleicher Vergroßerung des Bildes durch den Fangspiegel wird dessen Durchmesser bei der Bauart von CASSEGRAIN kleiner, ebenso auch das Fernrohr

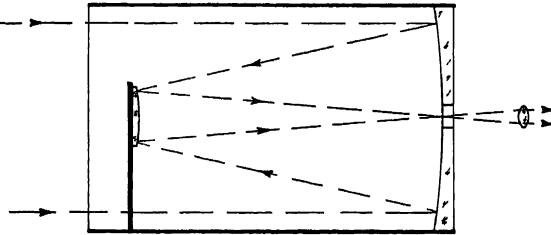



Abb 88 Das Spiegelfernrohr nach CASSEGRAIN

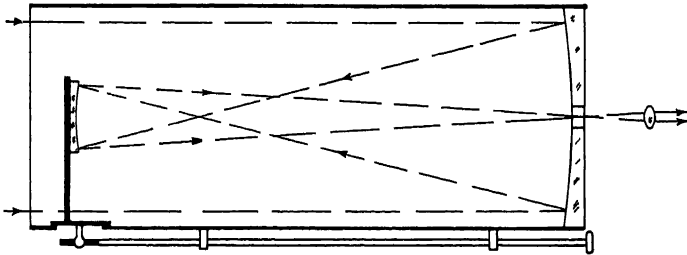



Abb 89 Das Spiegelfernrohr nach GREGORY

kurzer Das Fernrohr von GREGORY wurde fruher in kleineren Großen viel von Liebhaberastronomen benutzt Zur Einstellung des scharfen Bildes dient meist die Verstellung des Fangspiegels Fur großere Fernrohre wahlt man die Bauart von CASSEGRAIN Will man den Ausbruch des Hauptspiegels vermeiden, sei es daß man ihn als Hindernis einer genauen Flachengebung ansieht oder daß man wegen Spannung ein Zerspringen beim Ausbohren befurchtet, so kann man mit NASMYTH[1] durch einen ebenen Fangspiegel dicht vor dem Hauptspiegel ahnlich wie bei NEWTON das Bild am Rande des Rohres entwerfen (Abb 90) Es muß noch auf einen Nachteil der Bauarten von CASSEGRAIN und GREGORY aufmerksam gemacht werden Um namlich die Strahlen abzufangen, die, ohne von den beiden Spiegeln zuruckgeworfen zu sein, unmittelbar in das Okular gelangen und das Bild verschleiern, muß man bei diesen Bauarten am Ort des Bildes des Fangspiegels hinter dem Okular, d h in der Nahe der Austrittspupille, eine Blende anbringen, deren Öffnung die gleiche Große wie das Bild des Fangspiegels hat und so alle Strahlen, die am Fangspiegel vorbei unmittelbar das Okular treffen, abschneidet

Abb 90 Das Spiegelfernrohr nach NASMYTH

[1] Dinglers J 119, S 27 (1851), BABINET, C R 48, S 861 (1859)

Durch diese Blende wird aber die Übersicht des Gesichtsfeldes erschwert, da nur noch eine Art Schlüssellochbeobachtung möglich ist Über das Ausrichten von Haupt- und Fangspiegel sei auf die Quellen verwiesen[1] In demselben Verhältnis, wie die Brennweite des Doppelspiegels größer ist als die des Hauptspiegels, ist das Öffnungsverhältnis des Hauptspiegels größer als das des Doppelspiegels Entsprechend ist aber auch die Abweichung des Paraboloids von der Kugel beim Doppelspiegel größer als bei einem einfachen Spiegel gleicher Brennweite, die Schwierigkeit der Herstellung und auch der Zentrierung der beiden Spiegel wächst Während man für die Bauart nach NEWTON vielfach das Öffnungsverhältnis 1 10 wählt, ist es bei der nach CASSEGRAIN meist nur etwa halb so groß, die letzte Bauart hat trotzdem kürzere Fernrohrlänge SCHAER[2] ordnete bei Aufnahmen im Brennpunkt des Hauptspiegels einen unversilberten Fangspiegel vor dem Brennpunkt an, der nach Art des Uhrglases zwei parallele hyperbolische Flächen hatte und wie eine Planplatte wirkte Dieses lichtschwächere, durch ein Okular vervollständigte CASSEGRAINsche Fernrohr diente ihm als Leitfernrohr Als Abart der Bauart von CASSEGRAIN kann man das von FORSTER und FRITSCH[3] ausgebildete, aber schon 1825 angegebene[4] sog Brachyteleskop ansehen (Abb 91), das den Ausbruch des Hauptspiegels dadurch vermeidet, daß der erhabene Fangspiegel neben die auf den Hauptspiegel fallenden Strahlen verlegt ist Der Achsenstrahl wird an beiden Spiegeln unter schiefem Einfall zurückgeworfen Die Einfallswinkel werden so gewählt, daß der Astigmatismus für die Mitte des Bildfeldes gehoben ist, doch bleibt die Bildgüte geringer als beim CASSEGRAINschen Fernrohr Eine ähnliche Einrichtung, aber ohne Okular, findet man schon bei ZAHN[5]

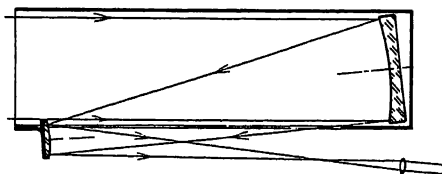



Abb 91 Der Brachyt

Die sphärische Abweichung wird bei den Bauarten nach CASSEGRAIN und GREGORY dadurch gehoben, daß die beiden Spiegel jeder für sich abweichungsfrei sind Der Fangspiegel muß also hyperbolisch bzw elliptisch sein, man kann so jeden Spiegel für sich prüfen und auswechseln, auch ist die Zentrierung der Spiegel zueinander weniger empfindlich Haben beide Spiegel Kugelform, so kann die sphärische Abweichung nicht gehoben werden, da die des Hauptspiegels überwiegt[6] Die Koma ist bei den Doppelspiegeln, wenn die Einzelspiegel frei von sphärischer Abweichung sind, von gleicher Größe wie bei dem Parabolspiegel gleicher Öffnung und gleicher Brennweite, dagegen ist Bildkrümmung und Astigmatismus bei den in Betracht kommenden Formen wesentlich stärker Liegt beim CASSEGRAINschen die Öffnungsblende im Hauptspiegel und ist der Fangspiegel hyperbolisch, so ist für $F = 1$, $r_1 = -1\ 2$, $r_2 = +1\ 7{,}5$, $d_1 = 1\ 5$, die Bildkrümmung $\varrho_s = -15$, $\varrho_t = -23$ Beim GREGORYschen sind für $r_1 = -1\ 2$, $r_2 = -1\ 7{,}5$, $d_1 = 1\ 3$ die Werte $\varrho_s = 15$, $\varrho_t = 7$

GREGORYsche Spiegelfernrohre wurden im 18 Jahrhundert viel benutzt und verdrängten die Luftfernrohre SHORT, dessen Spiegel wegen ihrer Bildgüte

[1] KEELER, Ap J 11, S 336 (1900), SCHLESINGER, ebenda 32, S 376 (1910), COUDER, B A 7, S 278 (1932)

[2] TIERCY, Publ Obs Genève 3, S 253 (1932), V J S 68, S 178 (1933)

[3] Dinglers J 226, S 278 (1877), Carls Rep 24, S 123 (1878), LIPPICH, Z f Math u Phys 24, S 123 (1879), KLEIN, Centr Z f Opt u Mech 2, S 121 (1881), 3, S 49 (1882), TURNER Obs 18, S 81 (1895)

[4] COMMON, M N 55, S 86 u 325 (1895)

[5] Oculus artificialis II, S 153 Herbipoli 1685

[6] BATTELLI, Exners Rep 21, S 524 (1885), v HOFE, Centr Z f Opt u Mech 42, S 177 (1921)

besonders beruhmt waren, hat von 1732 bis 1768 etwa 1400 Spiegelfernrohre gebaut Der großte von ihm verfertigte Spiegel hatte 55 cm Durchmesser und 3 m Brennweite Es sind Spiegel von ihm erhalten, deren Reflexionsvermogen bis heute noch wenig gelitten haben soll Angaben uber seine Spiegelfernrohre macht SMITH[1], es seien hier die Werte fur ein kleineres angefuhrt Brennweite des Hauptspiegels $f_1 = 244$ mm, Durchmesser $D_1 = 58$ mm, fur den Fangspiegel gilt $f_2 = 38$ und $D_2 = 15$ mm, Abstand der Spiegel $A = 286$ mm, also Gesamtbrennweite $F = 2400$ mm, das HUYGENSsche Okular mit $f_3 = 42$ mm und 18° Gesichtsfeld gibt 57fache Vergroßerung Ein Spiegelfernrohr im Museum zu Cherbourg soll nach der Gravierung 1666 von BLUNT fur GREGORY gebaut sein[2] Bei dem Spiegelfernrohr von MARTIN[3] fallen die Strahlen erst nach Ablenkung um 90° an einem großen Planspiegel auf den Objektivspiegel, das Bild wird durch einen Ausbruch im Planspiegel oder mit einem NEWTONschen Fangspiegel (Abb 96) beobachtet Uber die Verwendung siehe auch Ziff 59

57 Die katadioptrischen Spiegelfernrohre Den bisher behandelten Spiegelfernrohren, den reinen (katoptrischen), bei denen nur im Okular oder in dessen Nahe Linsen vorkommen, stehen die gemischten (katadioptrischen) Spiegelfernrohre gegenuber Gegen einen Lackuberzug[4] als Schutz der Oberflachenversilberung bestehen Bedenken Um die Versilberung durch einen Uberzug, gewohnlich von Kupfer, schutzen zu konnen, wurde fruher, wo man eine Neuversilberung mehr als jetzt scheute, vielfach als Spiegel eine auf der Ruckflache versilberte Linse vorgeschlagen An die Gute des Glases werden hier hohere Anspruche gestellt Die Nachteile dieser Bauart, die bisher keine Verbreitung gefunden hat, sind die Nebenbilder, die durch ein- oder mehrmalige Zuruckwerfung an der Grenze von Luft und Glas und darauffolgende ein- oder mehrmalige an der Silberschicht entstehen und die hier je etwa 4% des Lichtes enthalten, wahrend beim Linsenfernrohr die durch zweifache Zuruckwerfung an der Grenze von Glas und Luft entstandenen Nebenbilder nur 0,16% enthalten Je weiter allerdings die Nebenbilder von der Brennebene abstehen, um so mehr ist ihr Licht in dieser ausgebreitet und die Helligkeit des Nebenlichtes vermindert Man hat auch vorgeschlagen, bei einer einfachen Spiegellinse als Objektiv die Radien so zu wahlen, daß die Nebenbilder mit dem Hauptbild zusammenfallen[5], es laßt sich nach STRAUBEL[6] dies auch dann fur große Öffnung erreichen, wenn zur Hebung der spharischen Abweichung die Flachen von der Kugelgestalt abweichen Die Schwierigkeit, die beiden Flachen zentriert zu erhalten, da die ubliche Art des Abschleifens des Randes hier versagt, und die Herstellung zweier von der Kugel abweichenden Flachen stehen der Anwendung im Wege, dazu kommt noch, daß das Hauptbild und die Nebenbilder nicht gleich groß sind Wahlt man die Radien der Spiegellinse recht verschieden, so muß die Farbenabweichung dieser Linse durch andere Linsen aufgehoben werden Die einfachste Anordnung ist ein aus zwei benachbarten Linsen bestehendes Objektiv mit versilberter Ruckflache[7]

---

[1] A Compleat System of Opticks Cambridge Crownfield 1738 Ubersetzt von KASTNER, ALTENBURG, RICHTER 1755

[2] B S A F 28, S 507 (1914)

[3] System of Optics, S 265 London Hodges 1740, GEISSLER, Geschichte d Spiegelteleskops, S 188 Dresden Walther 1807, STEINHEIL, A N 48, S 148 (1858) SCHAER, B S A F 41, S 36 (1927)

[4] PEROT, C R 149 S 725 (1909) MIETHE, A N 208, S 85 (1919)

[5] NEWTON, Opticks London Smith u Walford 1704 Ostwalds Klass 96 S 71

[6] ZEISS, Dtsch R Patent 400771 (1914)

[7] BARFUSS, A N 15, S 286 (1838), 18, S 197 (1841), MANGIN, Mem de l'officier du genie 25, S 211 (1876), GOERZ, D R P 82671 (1895), MIETHE u a, D totale Sonnenfinsternis vom 21 8 1914 Braunschweig Vieweg 1916, SCHAER, A N 171 S 315, B S A F 20, S 281 (1906)

Will man der Kosten wegen mit einer einzigen großen Hauptspiegellinse auskommen[1], so bietet die Zentrierung der kleinen Zusatzlinsen Schwierigkeit. Auch für die Bauarten nach GREGORY und CASSEGRAIN hat man die Ausbildung beider Spiegel als Spiegellinsen versucht[2].

58. Die Medialfernrohre. Während bei diesen Bauarten das Spiegelfernrohr den Ausgangspunkt bildet, ist SCHUPMANN[3] bei den Medialfernrohren von dem Linsenfernrohr ausgegangen. Wie oben (Ziff. 21) gezeigt wurde, ist die Aufhebung des sekundären Spektrums bei einem Objektiv mit getrennten Linsen aus gewöhnlichen Glasarten wohl möglich, aber das Bild ist virtuell. Indem man die Hinterfläche der letzten Linse als Hohlspiegel ausbildet, kann man nun das virtuelle Bild in ein reelles, ebenso farbenreines verwandeln. Die Farben-

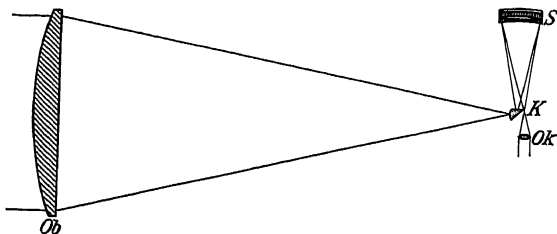



Abb. 92. Das Medial.

abweichung der einfachen Vorderlinse wird durch eine zerstreuende Hinterlinse aufgehoben, die beim Brachymedial zwischen Vorderlinse und Brennpunkt eingeschaltet ist, beim Medial hinter dem Brennpunkt. Bei diesem (Abb. 92) ist im Brennpunkt der ersten Linse *Ob* noch eine Feldlinse angeordnet, die die Vorderlinse am Ort der hinteren abbildet und so die Aufhebung der Farbenabweichung der Vergrößerung bewirkt. Beide Fernrohre haben seitlichen Einblick. Beim Brachymedial[4] (Abb. 93) wird durch einen unter 45° geneigten Spiegel *sp* in der Nähe der ersten Linse ein Bild vor dem seitlichen Okular *Ok* entworfen. Beim Medial wird von der schief gestellten Spiegellinse *S* das Bild neben der Brennebene der vorderen Linse entworfen. Die Knickung des Strahlengangs erfolgt beim Durchgang der Strahlen durch die Brennebene der Vorderlinse, um so das ablenkende Prisma *K* mit der Feldlinse aus einem Stück bilden zu können. Die Vorderlinse muß eine von der Kugelform abweichende Fläche haben, beim Brachymedial auch noch die Hinterlinse, wenn die Koma gehoben werden soll. Gegenüber den Spiegelfernrohren haben die Medialfernrohre den Vorteil, daß der Durchmesser der Spiegellinse nur ein Bruchteil der Öffnung des Fernrohrs ist und sich daher Verbiegungsfehler des Spiegels infolge von Schwere und ungleicher Erwärmung weniger geltend machen. Beim Brachymedial kann die Spiegellinse nur 2—3 mal so klein sein, da sonst die Farbenabweichung der Vergrößerung zu stark wird, die hier durch besondere (Kompensations-) Okulare oder eine zusätzliche Ver-

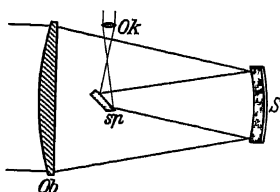



Abb. 93. Das Brachymedial.

---

[1] SMITH, Phil. Trans. 1740, S. 113; WHITTLE, Engl. Mech. 81, S. 288 (1905).

[2] AIRY, Cambridge Trans. 2, S. 105 (1827) (25. 11. 1822); v. D. GROEBEN, Centr. Z. f. Opt. u. Mech. 6, S. 147 (1885).

[3] Die Medialfernrohre. Leipzig: Teubner 1899; Z. f. Instrk. 33, S. 308 (1913); 41, S. 212 u. 253 (1921).

[4] HAMILTON, Engl. Patent 3781 (1814).

besserungslinse gehoben werden muß, die auch zur Verringerung der Bildfehler außer der Achse ausgenutzt und dem als Prisma ausgebildeten Fangspiegel aufgekittet werden kann Bei dem Medial kann die Spiegellinse etwa 5 mal kleiner gewahlt werden, allerdings wird sie aus zwei Linsen zusammengesetzt Die Schiefstellung dieser Linse ist hier ein Nachteil, wenn sich auch fur die Mitte des Sehfeldes befriedigende Korrektion erreichen laßt, so kann doch ein großeres Gesichtsfeld nicht ausgenutzt werden, auch fur mikrometrische Messungen ist es nicht recht geeignet Es ist so nur einige Male mit Objektivdurchmessern bis zu 38,5 cm zur Ausfuhrung gekommen[1]

Abb 94 Das Fernrohr nach HARTNESS

59 Die Verbindung des Fernrohrs mit Planspiegeln zur Vereinfachung der Montierung Linsen- und Spiegelfernrohr sind in verschiedener Weise mit ebenen Spiegeln verbunden worden Die Verkurzung der Rohrlange[2] ahnlich wie durch die PORRO-Prismen im Feldstecher hat keine Bedeutung gewonnen Dagegen werden immer neue Vorschlage gemacht, um die Beobachtung bequemer zu machen, sie im geschlossenen Raum zu ermoglichen und so auch den Anschluß eines großeren Spektrographen zu erleichtern Die einfachste optische Losung bietet das gebrochene Fernrohr von HARTNESS[3], bei dem die Okularachse in die Deklinationsachse fallt (Abb 94) Bei dem auf STEINHEIL zuruckgehenden gebrochenen Aquatoreal von LOEWY[4] (Abb 95) werden die Strahlen durch einen zweiten Spiegel aus der Deklinationsachse in die Polarachse gelenkt Dieses Fernrohr wurde zweimal fur Paris ausgefuhrt, das letzte hatte 60 cm Objektivdurchmesser und 18 m Brennweite[5] Bei dem hier anwendbaren kleinen Öff-

Abb 95 Das gebrochene Aquatoreal

[1] GRAFF, A N 158, S 279 (1902), SCHUPMANN, ebenda 196, S 101 (1913), MÜNDLER, ebenda 218, S 235 (1923)

[2] SCHAER, B S A F 17, S 454 (1903)

[3] J Amer Soc Mech Eng 1911, S 1511, Obs 35, S 83 (1912), Scient Amer 106, S 218 (1912), Amer Pat 1045142 MITCHELL, Pop Astr 20, S 337 (1912), ZARUBA, B S A F 43, S 81 (1929)

[4] STEINHEIL, Munch gel Anz 14 (1842), LOEWY, C R 73, S 851 (1871), J de Phys (2) 2, S 349, C R 96, S 735 (1883), Z f Instrk 4, S 132 (1884), KNOPF, Z f Instrk 11, S 17 (1891)

[5] LOEWY, C R 118, S 1295 (1894), PUISEUX, Ann Obs Paris 21, auch sep Paris Gauthier-Villars

nungsverhältnis ist der Zerstreuungskreis des sekundären Spektrums verringert Kleinere Fernrohre dieser Art von 300 bis 400 mm Öffnung befinden sich in Nizza, Lyon, Besançon, Algier und Wien Über die Theorie siehe LOEWY und PUISEUX[1] Die Anordnung der beiden Spiegel an anderer Stelle des Strahlengangs

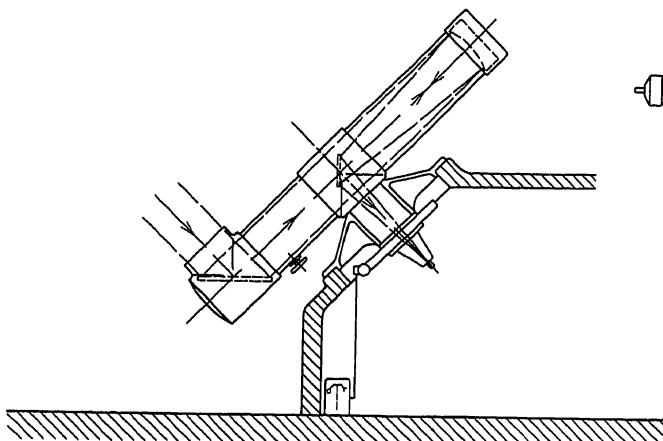



Abb 96 Das Spiegelfernrohr nach BRASHEAR und BROOKS

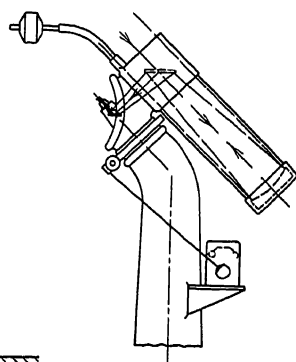



Abb 97 Das Spiegelfernrohr nach PORTER

empfehlen HERMITE, HAMY und LINDEMANN[2] Mit der entsprechenden Ausbildung eines Spiegelfernrohrs beschäftigt sich LOEWY[3], er ordnet entweder beide Planspiegel vor dem Parabolspiegel oder einen davor und den anderen dahinter an

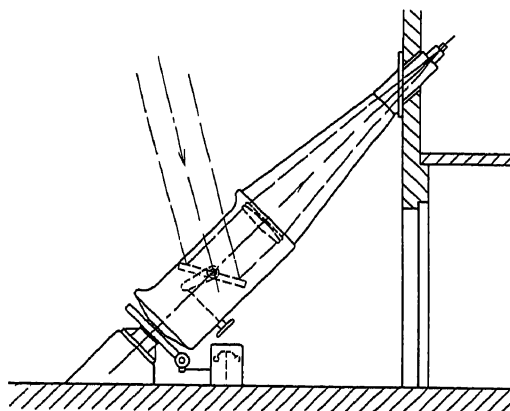



Abb 98 Ein Fernrohr mit Polarheliostat

Der Vorschlag von BRASHEAR und BROOKS[4] (Abb 96) unterscheidet sich von dem letzten nur durch entgegengesetzten Einblick, PORTER[5] ordnet beide Spiegel zwischen Objektiv und Okular an, möglichst dicht am Okular (Abb 97)

Der feste Einblick in Richtung der Polarachse kann nun auch mit einem Planspiegel in der verschiedensten Weise erreicht werden, allerdings unter Verzicht auf Beobachtung in der Nähe des Pols Am einfachsten ist die Verbindung eines Fernrohrs in der Polarachse mit dem Polarheliostaten von BOFFAT[6] (Abb 98), solche Fernrohre wurden für die Sternwarte in Cork[7] (Irland), in Harvard und in Yale[8] (LOOMIS-Refraktor) gebaut Bringt man den Spiegel zwischen dem Objektiv

[1] C R 106, S 704f (1888)

[2] HERMITE, C R 99, S 230 (1884), HAMY, ebenda 159, S 505 (1914), LINDEMANN, A N 164, S 389 (1904)

[3] B A 1, S 265 (1884)

[4] PORTER, Pop Astr 25, S 296 (1917)

[5] Scient Amer 1926, S 164

[6] J des Sçavans 1682, S 339

[7] GRUBB, Proc R Soc Dublin 2, S 362 (1880), KONKOLY, Anleitung zu astronomischen Beobachtungen, S 620 Braunschweig Vieweg 1883

[8] SCHLESINGER, Pop Astr 31, S 77 (1923)

und dessen Brennebene an, so muß der Spiegel mit dem Objektivarm auf halbe Drehung gekuppelt sein, wie es GRUBB[1] fur Cambridge ausfuhrte (Abb 99) Diese Bauart laßt sich auch nach dem Vorschlag von RANYARD [2] auf das Spiegelfernrohr von NASMYTH ubertragen (Abb 100) Sie wurde bei dem COMMONschen Spiegelfernrohr von 5′ Öffnung angewandt, das spater in den Besitz des Harvard College uberging[3], und bei den großen Spiegelfernrohren auf Mt Wilson und in Córdoba, die auch die Benutzung nach NEWTON und NASMYTH gestatten Endlich hat man auch das Spiegelfernrohr von MARTIN in verschiedener Weise fur festen Einblick in der Polarachse anzupassen versucht Man kann hier die Okularachse entweder in die Deklinations- oder in die Stundenachse legen[4], im ersten Fall verzichtet man allerdings auf den festen Einblick, dafur fallt aber die Spiegelkippung fort Statt hier den großen Spiegel zu durchbohren, kann man auch davor einen kleinen Fangspiegel anordnen[5] Eine solche Anordnung wurde fur Port Clyde ausgefuhrt

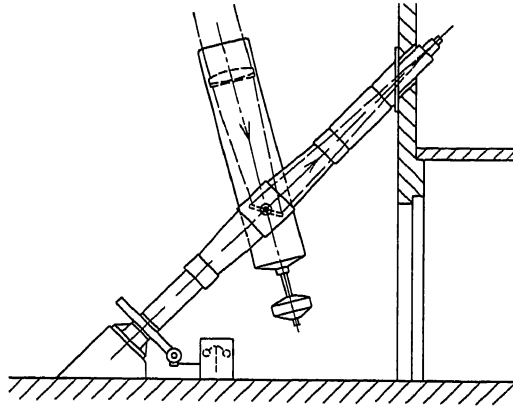



Abb 99 Ein Fernrohr mit innerem Polarheliostat

FOUCAULT[6] kam zuerst (1868) auf den Gedanken, einen Heliostaten, und zwar seinen gegen die ursprungliche Form von FAHRENHEIT[7] verbesserten, mit einem festen Fernrohr zu verbinden, und zwar wahlte er ein liegendes, er nannte den Heliostaten daher Siderostat Ein solches photographisches Fernrohr wurde von LAUSSEDAT[8] fur die Beobachtung des Venusdurchgangs 1874 vorgeschlagen und auch benutzt Von dieser Art war auch das große Fernrohr fur die Pariser Weltausstellung 1900 von 1,25 m Durchmesser und 60 m Brennweite[9] Bei dieser Anordnung findet eine Drehung des Bildes auf der Platte mit der taglichen Bewegung statt, die von CORNU untersucht wurde Er selbst[10] und

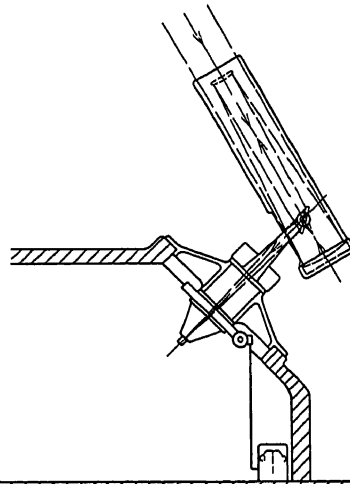



Abb 100 Das Spiegelfernrohr nach RANYARD

---

[1] Trans R Soc Dublin 3, S 61 (1884), BALL, M N 59, S 152 (1899)
[2] WADSWORTH, Ap J 5, S 132 (1897)
[3] Pop Astr 14, S 142 (1906)
[4] COMMON, M N 50, S 402 (1890), DAVIES, ebenda 55, S 400 (1895), SCHAER, A N 165, S 346 (1904), PORTER, Pop Astr 29, S 249 (1921)
[5] COMMON, M N 44, S 366 (1884), PORTER, Pop Astr 24, S 308 (1916)
[6] C R 54, S 618, 55, S 644 (1862), 66, S 389 (1868), Franz Patent 53 377 1862
[7] s'GRAVESANDE, Physices elementa math Leyden, 3 Aufl , II, S 715 1742
[8] C R 79, S 455 (1874)
[9] GAUTIER, Ann Bur des Long 1899, Bull Soc Astr Belg 4, S 111, Z f Instrk 19, S 150 (1899), LOEHR, Mechaniker 7, S 76 (1899)
[10] CORNU, C R 130, S 537, J de Phys (3) 9, S 249, B A 17, S 49, Ap J 11, S 148 (1900), C R 132, S 1013 (1901)

andere[1] gaben Einrichtungen zum selbsttätigen Nachdrehen der Platte an Auch beim Spiegelfernrohr von MARTIN hat man den großen Spiegel als Siderostaten ausgebildet sowohl für stehendes (AMICI[2]) wie für liegendes[3] Fernrohr, AMICI ist so als Vorgänger FOUCAULTS anzusehen Der Siderostat hat folgende Nachteile Man kann nicht den ganzen Himmel beobachten, der Einfallswinkel des Spiegels ist veränderlich, bei größerem wird ein Teil des Lichtes abgeblendet, die Bilddrehung macht die Messung von Rektaszensionsunterschieden und von Doppelsternen unmöglich Daher wird ihm heute der Coelostat von AUGUST[4] vorgezogen, bei dem der Spiegel der Polarachse parallel ist und um sie gedreht wird, wenn nötig, werden die Strahlen über einen Hilfsspiegel geleitet Das Fernrohr kann hier nicht beliebig in der waagerechten Ebene gerichtet sein, man richtet es auf die Stelle des Auf- oder Untergangs des Sterns Günstigere Ausnutzung des Spiegels infolge kleineren Einfallswinkels erhält man, wenn das Fernrohr geneigt ist oder ein Hilfsspiegel verwendet wird Eine zusammenfassende Übersicht und Theorie für den Heliostaten und Coelostaten gibt W HARTMANN[5], der auch den für die Hamburger Sternwarte ausgeführten Uranostaten behandelt Bei dem waagerechten Fernrohr auf Mt Wilson[6], das von SNOW gestiftet wurde, werden die Strahlen nach Reflexion am Coelostaten durch einen zweiten Spiegel mit 6° Neigung gegen die Horizontale auf einen der auswechselbaren Hohlspiegel von 61 cm Öffnung und 18,3 bzw 43,6 m Brennweite geleitet, der Achsenstrahl verläuft zuletzt horizontal Noch besser hat sich das HALEsche Turmfernrohr[7] der gleichen Sternwarte mit einem Objektiv von 30,5 cm Öffnung und 18,29 m Brennweite bewährt, da die Störungen durch Luftunruhe bei der senkrechten Anordnung der Fernrohrachse geringer sind Bei einem zweiten, später gebauten Turm hat das Objektiv von gleicher Öffnung 45,7 m Brennweite Bei dem Coelostaten des Potsdamer Turmfernrohrs[8] ($D = 60$, $F = 1450$ cm) (Abb 101) kann das ganze System der beiden Spiegel B und C um die Achse des Objektivs O um $\pm 90°$ gedreht werden Der Hauptspiegel B kann um die Achse A zurück-

Abb 101 Das Potsdamer Turmfernrohr

[1] LIPPMANN, C R 132 S 931, J de Phys 10, S 415 (1901), TURNER, M N 61, S 122 (1901), PLUMMER, ebenda 61, S 402 (1901)

[2] v BIELA, A N 5, S 425 (1827) [3] ANTHONY, M N 61, S 610 (1901)

[4] RADICKE, Handbuch der Optik Berlin Nicolai 1839, FISCHER, Lehrbuch der mechanischen Naturlehre Berlin Nauck 1840 4 Aufl, Bd 2, S 340, GRUEY Pogg Ann 72, S 432 (1847) LITTROW, Wiener Ber 48 II, S 337 (1863), LIPPMANN C R 120, S 1015 (1895), TURNER, M N 56, S 408 (1896), DAVIES J B A A 12, S 359 (1902) BIGOURDAN, B A 22, S 80 (1905), v KLÜBER, Z f Instrk 52, S 381 (1932)

[5] Astr Abh v Hamburg-Bergedorf 4, S 1 (1928)

[6] HALE, Ap J 23, S 6 (1906), ABBOT, Smithson Misc Coll 45 (1903)

[7] HALE, Ap J 25, S 68 (1907), 27, S 204 (1908), VAN MAANEN, J Can R A S 11, S 223 (1918)

[8] v D PAHLEN, Z f Instrk 46, S 49 (1926), FREUNDLICH, Das Turmteleskop der Einsteinstiftung Berlin Julius Springer 1927

gedreht werden Wenn die Teilkreise fur beide Drehungen gleich anzeigen, steht die im Hauptspiegel B liegende Achse D der Weltachse parallel Zur Anpassung an die Neigung der vom Hauptspiegel zuruckgeworfenen Strahlen kann der Hilfsspiegel C um die waagerechte Achse E gekippt und sein Traggestell mit den drei Saulen S gehoben und gesenkt werden Es sei noch auf Abb 14, S 71 im 4 Bande dieses Handbuchs verwiesen Auf die Verbindung eines senkrechten Fernrohrs mit einem Flussigkeitshorizont soll hier nicht eingegangen werden[1]

Beim Planspiegel mit schragem Lichteinfall sind Formanderungen durch Schwere und Warme viel gefahrlicher als beim Parabolspiegel des Reflektors[2] Biegt sich der letzte Spiegel bei einem Durchmesser von $2r = 100$ cm um $v = 1\,\mu$ durch, so ist die Anderung der Krummung $\Delta\varrho = 2v\,r^2 = 0{,}8\cdot 10^{-7}$ und die Anderung der Brennweite $\Delta f = -2f^2\Delta\varrho$ fur $f = 1000$ cm gleich 0,16 cm Durch eine solche Anderung entsteht beim Einfallswinkel i Astigmatismus a, den man mit Hilfe von Formel (28) Ziff 9 berechnen kann, wenn man $s = t = r = \infty$ und $n = -1$ setzt Man findet

$$a = 2f^2\left(\frac{1}{\cos i} - \cos i\right)\Delta\varrho \tag{83}$$

Wird das vom Zenit kommende Licht durch einen Planspiegel unter 45° in ein liegendes Fernrohr von der Brennweite 1000 cm reflektiert, so ist $a = 0{,}113$ cm, das ist etwa das 14fache der COUDERschen Grenze fur den Astigmatismus (Ziff 32) Anderungen der Form sind besonders bei Sonnenbeobachtungen zu befurchten Bei dem SNOWschen Fernrohr beobachtete man Brennweitenanderungen von mehreren Zoll nach 10 Minuten Exposition, die allerdings wohl zum Teil auf die Anderungen des Hohlspiegels zuruckzufuhren sind, doch zeigte das Auftreten von Astigmatismus an, daß der Planspiegel mitwirkte Beim HALEschen Turmfernrohr tritt nach halbstundiger Exposition keine merkliche Anderung der Brennweite ein, allerdings sind der kreisformige Spiegel von 42,3 cm und der elliptische von 56,5 und 32,4 cm Durchmesser 30½ cm dick PETTIT[3] verglich verschiedene Planspiegel von 10 bis 30 Zoll Durchmesser bezuglich der Anderung der Brennweite, wenn sie mehrere Stunden Sonnenstrahlen ausgesetzt waren Im allgemeinen wurden die Spiegel hohl, nur der Metallspiegel und der 30zollige Spiegel des SNOWschen Fernrohrs wurden erhaben Am besten bewahrte sich Spiegelmetall und Pyrexglas, da hier nach 1 Stunde keine weitere Anderung der Flache eintrat HALE[4] bestimmte an einem Modell die Polarisation bei verschiedenen Stellungen der Spiegel, um magnetische Erscheinungen auf der Sonne untersuchen zu konnen

60 Die großen Spiegelfernrohre Aus der Aufstellung von HOLLIS u a (Ziff 44) uber die großen Spiegelfernrohre bis zu 20″ herab mag hier ein Auszug mit Erganzung gegeben werden (S 182)

Von besonders großen Spiegelfernrohren sind zur Zeit in Arbeit ein solches von 1,88 m Durchmesser 1 4,86 fur das Dunlap Obs in Toronto bei GRUBB und ein solches von 1,52 m Durchmesser 1 5,5 fur die Oak Ridge Station des Harvard College, Cambridge, U S A, bei FECKER Die außer Gebrauch befindlichen Spiegelfernrohre von HERSCHEL (S 171), Lord ROSSE (91 und 184 cm)[5] und das von ihm selbst vor seinem Tode zerstorte von LASSELL (120 cm)[6] seien

[1] AIRY, Explanation of a proposed Construction of Zenith Sector 1848 A N 102, S 143 (1882), M N 46, S 205 (1886), CHANDLER, ebenda 62, S 122 (1902), PORRO, C R 36, S 482 (1853), A N 48, S 65 (1858), ABBE, ebenda 127, S 89 (1891)

[2] COUDER, B A 7, S 209 u 227 (1932) [3] Ap J 58, S 208 (1923)

[4] Publ A S P 24, S 73 (1912)

[5] Phil Trans 1840, S 503, 151, S 681 (1861), DREYER, Obs 37, S 262 u 399 (1914)

[6] STRUVE, B Ac St Petersbourg 7 (Nov 1863), LASSELL, A N 63, S 369 (1865), Carls Rep 1, S 162 (1866), Mem R A S 36, S 1 (1867)

Liste der Reflektoren mit 80 cm Öffnung und mehr.

Öffnung in cm	Öffnungsverhältnis des Hauptspiegels	Ort ( ) Muttersternwarte	Geschliffen von (Umgeschliffen von)	Im Jahr	Bauart	Technische Konstante T, (Ziff. 72) Durchmesser des Zerstreuungskreises Z
80	1:4	Jenkintown, Mr. Gibson	Fecker	1930	Newton u. Cassegrain	
80	1:5,6	Marseille	Foucault	1873	Newton	
81	1:6	Forcalquier, Haute Provence	Couder	1932	Newton u. Cassegrain[1]	
82	1:12	La Plata	Henry (Zeiss)	vor 1900 (1930)	Newton u. Cassegrain	
83	1:6	Toulouse	Sécretan	1891	Newton	
91	1:3,7	Cambridge, England	Calver	1890	Newton	
91	1:5	Tucson, Arizona, Steward Obs.	McDowell	1921	Newton u. Cassegrain	$Z = 0{,}2$ mm
91	1:5	Edinburgh	Grubb	1929	Cassegrain[2]	
91	1:5	Greenwich	Grubb	1933	Cassegrain	
91	1:5	Ann Arbor, Michigan	Brashear	1907	Cassegrain	
92	1:5,8	Mt. Hamilton, Lick Obs., Crossley-Reflektor	Calver (Grubb)	1879	Newton[3]	
93	1:5,6	Santiago, vorher Mills Expedition	Brashear	1911	Cassegrain[4]	
100	1:3	Meudon	Henry	1886	Newton	
100	1:2,95	Jungfraujoch (Genf), zur Zeit im Umbau	Schaer	1911	Cassegrain[5]	
100	1:3	Genf	Schaer	1918	Cassegrain[5]	
100	1:2,93	Uccle b. Brüssel	Zeiss	1932	Cassegrain	$T = 0{,}248$
100	1:3	Hamburg-Bergedorf	Zeiss	1911	Newton[6]	
100	1:5	Merate b. Mailand	Zeiss	1926	Newton u. Cassegrain[7]	$T = 0{,}135$
100	1:4,5	Stockholm	Grubb	1930	Newton u. Cassegrain[8]	
102	1:5	Flagstaff, Arizona, Lowell Obs.	Clark	1909	Cassegrain[9]	
102	1:5	Krim, Simeis Obs.	Grubb	1923	Newton u. Nasmyth[10]	$Z = 0{,}036$
122	1:7,6	Melbourne	Grubb	1870	Cassegrain[11]	
120	1:6,5	Paris	Martin (Couder)	1875 (1932)	Newton[12]	
125	1:6,7	Berlin-Babelsberg	Zeiss	1923	Newton u. Nasmyth[13]	$T = 0{,}042$
152	1:5,4	Bloemfontein, S. A. (Harvard Coll. Cambridge, U. S. A.)	Calver (Fecker)	1891 (1929)	Common[14]	
152	1:5	Mt. Wilson	Ritchey	1909	Newton u. Ranyard[15]	
152	1:5	Córdoba, Argentinien	McDowell	1922	Newton u. Ranyard[16]	
172	1:4,35	Delaware (Ohio), Perkins Obs.	Fecker	1932	Newton u. Cassegrain[17]	$T = 0{,}14$
184	1:5	Victoria, Canada	Brashear	1922	Newton u. Cassegrain[18]	
258	1:5	Mt. Wilson	Ritchey	1921	Newton u. Ranyard[19]	

[1] B.S.A.F. 47, S. 297 (1933).
[2] Sampson, Obs 52, S. 293 (1929); Young, Trans Opt Soc 31, S. 219 (1930); Scholz, Himmelswelt 40, S. 8 (1930); Grubb, Engineering 78, S. 288 (1929).
[3] Keeler, Ap J 11, S. 325 (1900); Publ Lick Obs 8, S. 7 (1908).
[4] Wright, Publ Lick Obs 9, S. 25 (1911).
[5] Schaer, Arch sc phys nat 33, S. 200 (1912); Tiercy, Publ Obs Genève 5, S. 253 (1932); V J S 68, S. 178 (1933).
[6] Mitt Sternw Hamburg-Bergedorf 1912.
[7] Martin u. Giotti, Mem Soc Astr It 4 (1927); Giotti, Publ Obs di Merate 1 II (1929).
[8] Minneskrift Stockholm Obs. Stockholm Vetenskapsakad. 1931.
[9] Obs 32, S. 336 (1909).
[10] Grubb, J of Scient Instr 2, S. 1 (1924); Shajn, Bull Pulkowa 10, S. 450 (1926).
[11] Robinson u. Grubb, Phil Trans 159, S. 127 (1869).
[12] Nature 13, S. 229 (1875); Couder, B A 7, S. 423 (1931).

nur erwähnt Für die beiden größten Spiegelfernrohre seien hier noch einige Angaben gemacht Es bezeichnet f_1 die Brennweite des Hauptspiegels, D_1 seinen Durchmesser, d_1 seine Randdicke, P_1 sein Gewicht, f_2 bzw D_2 die Brennweite bzw den Durchmesser des erhabenen Fangspiegels, A den Abstand des Fangspiegels vom Hauptspiegel, F die Gesamtbrennweite Es gilt nun für das große Spiegelfernrohr auf Mt Wilson $D_1 = 258$ cm, $f_1 = 12,88$ m, $d_1 = 32,38$ cm, $P_1 = 4082$ kg, $D_2 = 73$ bzw 63,5 cm, $F = 40,8$ bzw 76,5 m Die Längsabweichung des Hauptspiegels beträgt nicht mehr als 0,14 mm, der Spiegel wird durch Wasserheizung auf konstanter Temperatur gehalten Die ganze Luftmasse der Kuppel von 3360 m³ wird während des Tages abgeschlossen, erst am Abend werden Türen und Fenster kurze Zeit geöffnet, um kräftig zu ventilieren Für den Victoria-Spiegel ist $D_1 = 184$ cm, $f_1 = 9,18$ m, der Ausbruch in der Mitte hat 25,7 cm Durchmesser, P_1 ist 1960 kg, $f_2 = 3,03$ m, $D_2 = 50,8$ cm, $A = 7$ m, $F = 32,92$ m Die größte Längsabweichung beträgt 0,25 mm, und zwar für die Zone von 96 cm Durchmesser Hier sind der Spiegel auf der Unterseite und am Rande und ebenso der geschlossene Teil des Rohres durch Steppdecken, die mit Wollfilz gefüllt sind, isoliert, ein gleicher Wärmeschutz auf der Oberseite wird erst vor der Beobachtung entfernt In der Nähe des Spiegels ist so die Temperaturänderung nur ein Drittel von der in der Kuppel Auf diese Weise wurde das Schutzdach aus Wollsteppdecken, das bei dem 2,5 m-Spiegel vorgesehen ist, entbehrlich

Ein schwerlich ausführbarer Vorschlag von SYNGE[1] sei nur kurz erwähnt Er ersetzt ein großes Spiegelfernrohr durch eine Gruppe kleinerer, deren Strahlen einem gemeinsamen Fernrohr zugeführt werden

Über die Herstellung der Fernrohre findet man vielfach Angaben bei den Beschreibungen größerer Fernrohre, einige andere Quellen[2] seien noch angeführt, auch betreffend Poliermaschinen[3] und Selbstherstellung von Spiegelfernrohren[4] Endlich sei noch auf das AMBRONNsche Handbuch[5] verwiesen

---

[1] Phil Mag 10, S 353 (1930)

[2] LASSELL, Mem R A S 18, S 1 (1850), HERSCHEL, The Telescope Edinburgh Black 1861, COMMON, M N 39, S 382 (1879), Mem R A S 46, S 73 (1880/1), 50, S 113 (1890/1), CALVER, M N 40, S 17 (1880), GRUBB, Nature 34, S 85 (1886), Z f Instrk 7, S 101 (1887), Sirius 20, S 7 (1887), CLARK, B S A F 8, S 13 (1894), MAILHAT, ebenda 8, S 123 (1894), SAFAŘIK, Centr Z f Opt u Mech 15, S 207 (1894), SCHRODER, ebenda 18, S 71 (1897), 20, S 113 (1899), RITCHEY, Smithson Contr to Knowl 34 V (1904), Ap J 19, S 59 (1904), TAYLOR, Proc Opt Convention 1926, S 604, COUDER, B A 7, S 237 (1932)

[3] OXMANTOWN (ROSSE), Phil Trans 1840, S 503, LASSELL, M N 9, S 29 (1849), Phil Trans 165 S 303 (1875)

[4] v KRUDY u v BRUNN, D moderne Spiegelteleskop i d Astronomie 2 Aufl Leipzig Barth 1930, MIETHE, Selbstherstellung d Spiegelteleskops Stuttgart Franckh 1920, BELL, The Telescope New York McGraw Hill 1922, WARREN DE LA RUE, M N 13, S 45 (1852), INGALLS, Amateur Telescope Making Scient Amer Publ 1926

[5] Handbuch d astronomischen Instrumentenkunde Berlin Julius Springer 1899

Fortsetzung der Fußnoten von S 182

[13] STRUVE, Berlin-Babelsberg Veroff 3, Heft 1 (1919), GUTHNICK, V J S 68, S 119 (1933)

[14] Mem R A S 50, S 113 (1890/1)

[15] RITCHEY, Ap J 29, S 198 (1909), 32, S 26 (1910)

[16] Pop Astr 30, S 593 (1922)

[17] BECKER, J Can R A S 24, S 297 (1930), STETSON, Publ A A S 7, S 36 (1930), J Opt Soc Amer 23, S 293 (1933)

[18] PLASKETT, Pop Astr 27, S 210 (1919), Publ A S P 30, S 267 (1918), J Can R A S 14, S 177 (1920), Ap J 49, S 209 (1919), Publ Dom Obs Victoria 1, Nr 1 (1920), siehe ferner Engineering 112, S 207 (1921)

[19] HALE, Pop Astr 27, S 563 (1919), Ann Rep of Mt Wilson Obs 18, S 217 (1919), siehe ferner Pop Astr 29, S 269 (1921), Centr Z f Opt u Mech 43, S 373 (1922)

d) Die Prüfung des Fernrohrs

61 Einleitung Die Prüfung optischer Geräte dient dazu, ein Urteil über die Leistung, insbesondere die Güte der Abbildung zu begründen und ihre Wirkungsweise zu verstehen, wie sie sich aus den gemessenen Grundgrößen der Abbildung, d h Brennweiten, Brennpunktsorten, Vergrößerung, Gesichtsfeld, Lichtstärke, und aus den Aberrationen ergibt Da es sich bei den Objektiven für astronomische Zwecke vorwiegend um Beobachtung entfernter Gegenstände handelt, solche aber bei manchen Anordnungen nicht bequem zur Verfügung stehen, spielt der Ersatz des Fernziels durch einen Kollimator eine besondere Rolle, dieser besteht aus einem Objektiv, in dessen Brennpunkt sich eine beleuchtete Marke befindet und das daher diese Marke im Unendlichen abbildet Hat man den Abstand der Marke vom Objektiv genau für parallel austretende Strahlen abgestimmt, so kann er als Ersatz eines unendlich fernen Bildpunktes dienen Die Öffnung des Kollimators sollte nicht kleiner sein als die des Objektivs, seine Brennweite nicht zu kurz, damit die Aberrationen gering sind und seine Marke genau an die richtige Stelle gebracht werden kann Ist seine Brennweite F länger, so ist zwar die Bestimmung der Lage seines Brennpunktes bei gleicher Öffnung proportional der längeren Brennweite ungenauer, aber ein Fehler in der Einstellung des Kollimators macht sich in der Brennpunktslage des zu untersuchenden Objektivs mit der Brennweite f nur im Verhältnis $f^2 F^2$ geltend Hat man drei Kollimatoren oder Fernrohre zur Verfügung, so kann man sie ohne entferntes Ziel richtig einstellen, wenn nämlich alle drei zu je zweien aufeinandergerichtet keine Parallaxe zeigen, sind alle drei richtig eingestellt Oft wird auch das Verfahren der Autokollimation angewandt (Abb 102) Mit Reflexionsprisma und wenn nötig Beleuchtungslinse, die die Lichtquelle L auf einer Lochblende O abbilden, wird ein Lichtpunkt möglichst dicht neben dem Brennpunkt des Objektivs erzeugt Die davon ausgehenden Strahlen durchsetzen das Objektiv S und werden von einem zur Achse senkrechten geprüften Planspiegel Sp nahe in sich zurückgeworfen Sie durchsetzen dann das Objektiv zum zweitenmal und vereinigen sich auf der anderen Seite in O' neben dem Brennpunkt Die Abweichungen sind verdoppelt, das Verfahren ist daher doppelt so empfindlich Schröder[1] ordnet für doppelte Autokollimation im Brennpunkt noch einen parallelen kleinen Spiegel an Bei ruhiger Aufstellung und senkrechter optischer Achse kann auch ein Quecksilberhorizont als Planspiegel dienen Der Planspiegel muß natürlich eine für den jeweiligen Zweck genügend genaue Ebene sein (über die Prüfung s Ziff 76) Für manche Zwecke, z B die Prüfung der Fehler außer der Achse, ist es vorteilhaft, wenn der Kollimator um die Eintrittspupille des zu prüfenden Objektivs geschwenkt werden kann wie der Kollimator eines Spektrometers oder wenn das Objektiv auf einem sog Knotenpunktsschlitten (Tourniquet, nodal slide) drehbar angeordnet ist[2] Ein solcher bildet einen Teil des in Abb 105 abgebildeten Geräts Das Objektiv I kann mit einem Kreuzschlitten quer zu und längs seiner optischen Achse verschoben werden, bis es mit seinem hinteren Knotenpunkt, hier identisch mit dem hinteren Hauptpunkt, über dem Drehpunkt des das Objektiv tragenden

Abb 102 Die Anordnung für Autokollimation

[1] Z f Instrk 12, S 153 (1892)

[2] Kingslake, J Opt Soc Amer 22, S 207 (1932)

Armes Q steht. Soweit es sich nun um Objektive handelt, die ein annähernd ebenes Bildfeld haben, ist es angenehm, wenn die Platte, auf der das Bild des Objektivs aufgenommen wird, oder das zum Beobachten des Bildes dienende Okular bzw. Mikroskop selbsttätig in Richtung der Kollimatorachse so bewegt wird, daß die Einstellung für die Brennebene des zu prüfenden Objektivs bei der Drehung erhalten bleibt.

Da eine genaue Messung der Grundgrößen eine Berücksichtigung der nicht gehobenen Abbildungsfehler erfordert, ist es zweckmäßig, mit der Prüfung der sphärischen und chromatischen Aberrationen zu beginnen. Die zahlreichen, besonders in neuerer Zeit ausgebildeten Verfahren zur Prüfung der sphärischen Abweichung kann man nun grundsätzlich danach unterscheiden, ob die Abweichung der Wellenfläche, die gegen eine Bezugskugel in Richtung der Normalen dieser Kugel gemessen und die Deformation der Wellenfläche genannt wird, untersucht wird oder die Abweichung der Normalen dieser Wellenfläche, d. h. die sphärische Längs- oder Seitenabweichung dieser Strahlen, oder endlich die Abweichung der Krümmungsradien an den verschiedenen Stellen der Wellenfläche. Es mögen kurz die Beziehungen zwischen den Größen bei diesen verschiedenen Arten der Messung dargelegt werden. Bezeichnet man die Deformation mit δ, die Seitenabweichung der Mittelsenkrechten zur Sehne, die durch den Scheitel geht, mit ε, die Seitenabweichung der Normale mit η, die Längsabweichung der Krümmung gemessen auf der Achse mit σ, den Radius der Scheitelkrümmung der Welle mit s_0 und den Abstand des Punktes der Welle von der Achse mit r, so gelten die Beziehungen

$$\delta = -\frac{r}{s_0}\,\varepsilon\,, \tag{84}$$

$$\eta = -s_0\,\frac{d\delta}{dr}\,, \tag{85}$$

$$\sigma = -s_0\,\frac{d\eta}{dr}. \tag{86}$$

Rechnungsmäßig ist somit der Übergang von der einen Art gemessener Abweichung zu der gesuchten anderen immer möglich. Es kann aber oft erwünscht sein, die gesuchten Größen unmittelbar zu messen, so die Abweichung der Wellenfläche, wenn man durch nachträgliche Korrektion der Linsen- oder Spiegelflächen die Leistung verbessern will, oder die sphärische Längsabweichung, wenn man die Ausführung mit der Rechnung vergleichen will. Wir beginnen mit der Prüfung auf Deformation, schicken aber einiges über die Prüfung ohne besondere Hilfsmittel voraus.

Abb. 103. STAMPFERS Gitter zur Prüfung des Auflösungsvermögens.

62. Die Prüfung ohne besondere Hilfsmittel. Als Prüfobjekt für kleinere Fernrohre eignen sich Wetterfahnen, die sich gegen den hellen Himmel abheben, mehr zu empfehlen sind Prüftafeln[1] mit geometrischen Figuren sowie waagrechten und senkrechten Liniengruppen von verschiedener Feinheit, wie sie vielfach angegeben wurden. Zur Prüfung des Auflösungsvermögens solcher Fernrohre eignet sich das STAMPFERsche Gitter[2] (Abb. 103) oder besser ein Gitter, das in verschiedener Größe projiziert werden kann. Den Astigmatismus mißt man als den Unterschied der Einstellung für waagrechte und senkrechte Linien, außer der Achse arbeitet man mit radialen und tangentialen Linien. Zur Prüfung der sphärischen Abweichung in der Achse eignet sich ein dunkler Streifen auf hellem Grund, stellt man mit voller Öffnung scharf ein und blendet die eine Objektiv-

[1] STRUVE, A. N. 13, S. 29 (1836); BIGOURDAN, C. R. 160, S. 18; MAHLKE, Dtsch. opt. Woch. 1, S. 225 (1916); VOLKMANN, Sirius 56, S. 110 (1923).
[2] Prechtls Jahrb. 19, S. 24 (1837); JEWELL, J. Opt. Soc. Amer. 2–3, S. 51 (1919).

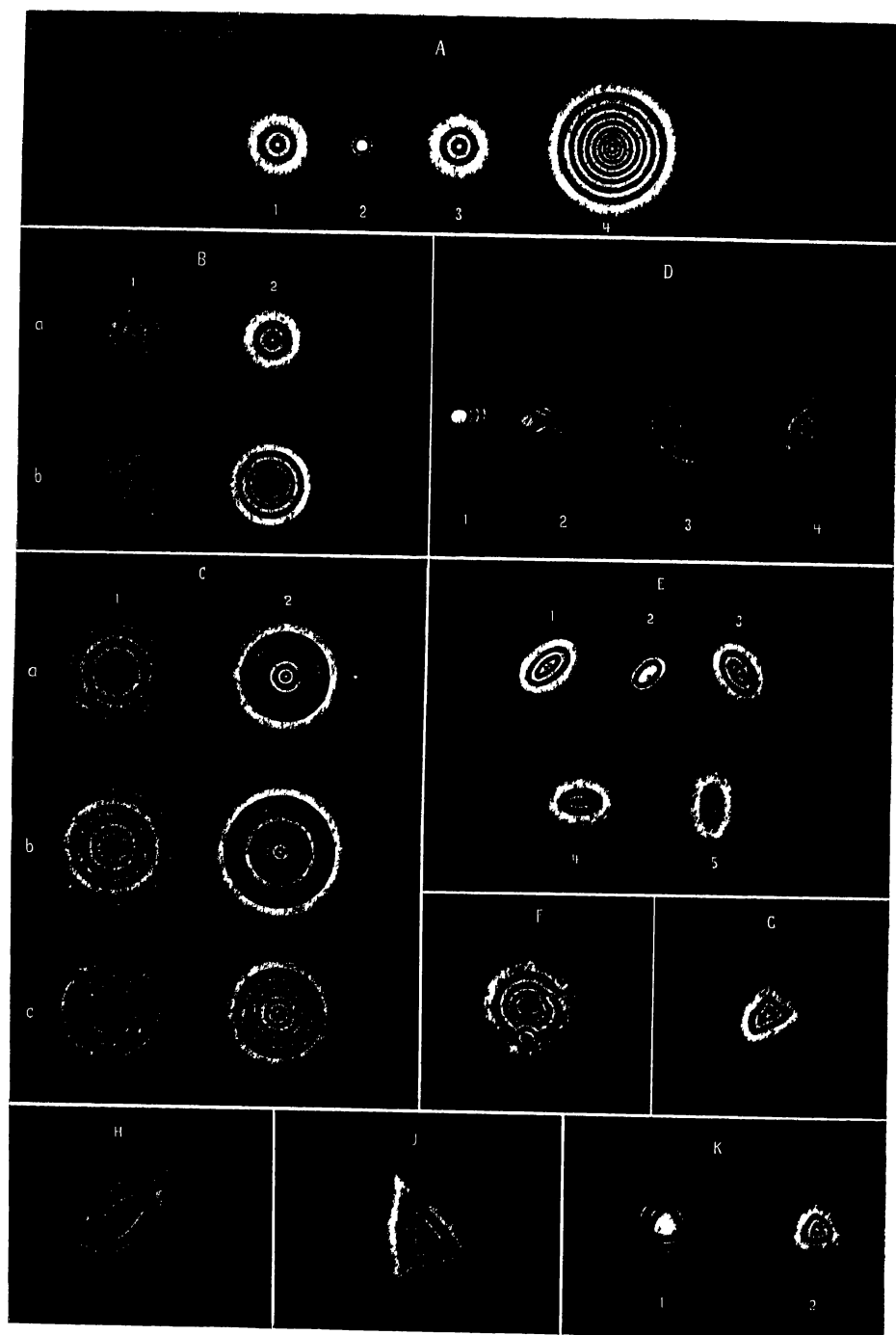



Abb 104 Beugungsbilder eines Sterns A für ein gutes Objektiv, B bei sphärischer Abweichung, C bei Zonen, D bei Koma, E bei Astigmatismus, F bei Schlieren, G, H, J bei Spannung, K bei Durchbiegung einer Linse (Nach Cooke and Sons)

halfte so ab, daß die Halftungslinie dem Streifen parallel ist, so wird die eine oder andere Kante unscharf, je nachdem Über- oder Unterkorrektion vorliegt Die Abblendung kann auch dadurch erreicht werden, daß man das Auge seitlich bewegt und so mit dem Rand der Augenpupille die Austrittspupille abblendet Das Objektiv allein kann man durch Parallaxe prufen, stellt man bei spharischer Abweichung auf die kleinste Parallaxe ein, so kehrt sich beim Bewegen des Auges in einem Sinn der Bewegungssinn des Bildpunktes um Ebenso erkennt man nach Newton die Farbenabweichung durch Abblendung des halben Objektivs oder durch exzentrische Haltung des Auges Bei richtiger Korrektion des Objektivs fur Beobachtung treten infolge maßigen sekundaren Spektrums an den Randern des dunklen Streifens die zarten Mischfarben apfelgrun und rosa auf, Unter- bzw Überverbesserung gibt sich durch Umschlagen der letzten Farbe in Kirschrot bzw Gelb kund Farbenabweichung der Vergroßerung erkennt man daran, daß auch bei zentraler Haltung und vollem Objektiv einseitige Farbensaume auftreten, die nach dem Rande des Gesichtsfeldes greller werden Dort erkennt man auch an der Durchbiegung gerader Linien die Verzeichnung

63 Die Prufung des Beugungsscheibchens Auch großere Fernrohre kann man dadurch prufen, daß man nach Foucault[1] die Veranderung des Sternbildes beobachtet, die beim Heraus- und Hereinschieben des Okulars aus der Mittelstellung fur ein scharfes Bild auftreten Am besten wendet man eine mehrfache Übervergroßerung an, damit die Beugungsringe deutlich hervortreten An der Hand von Bildern mogen die Erscheinungen bei guten und schlechten Objektiven beschrieben werden (Abb 104) *A* 2 zeigt das Sternbild fur ein gutes Objektiv im Brennpunkt, *A* 1, 3 und 4 nach Okularverstellung *B* 1 bzw 2 zeigt es bei spharischer Überverbesserung verschiedener Große innerhalb bzw außerhalb des Brennpunkts oder bei Unterverbesserung außerhalb bzw innerhalb des Brennpunkts Stellt man bei spharischer Unterverbesserung so weit vom Brennpunkt entfernt nach innen ein, daß drei oder vier Ringe sichtbar sind oder bei geringer spharischer Abweichung noch weniger weit (2), so bemerkt man, daß die mittleren Ringe sehr schwach, die außeren dagegen, und besonders der außerste, scharf und hell aussehen, auf der andern Seite des Brennpunktes ist die Erscheinung komplementar Zonenfehler außern sich ebenfalls durch Lichtanhaufung in einzelnen Ringen (*C*), die Bilder 1 und 2 zeigen sie innerhalb bzw außerhalb des Brennpunktes Man erkennt sie am besten, wenn man bei maßiger Vergroßerung das Bild eines recht hellen Sterns noch weiter außerhalb des Brennpunktes betrachtet *D* zeigt Koma in verschiedener Starke und bei verschiedener Einstellung, *E* Astigmatismus, diese Fehler konnen in der Achse infolge Dejustierung des Objektivs und auch außer der Achse auftreten *F* zeigt den Einfluß von Schlieren (Streifen abweichender Brechung S 145), *G*, *H*, *I* den der Verspannung durch die Fassung, *K* den der Durchbiegung bei Auflage auf drei Punkten

64 Twymans Interferometer Fur die Feststellung der Deformation der Wellenflache beim Durchgang durch ein optisches System wurde das Michelsonsche Interferometer von Twyman[2] in passender Weise abgeandert (Abb 105) Das monochromatische Licht einer Quecksilberlampe *A* wird durch die Linse *B* auf der kleinen Kreisblende *C* abgebildet, die von hier ausgehenden Strahlen werden durch die Kollimatorlinse *D* parallel gemacht und treffen auf den halbdurchlassigen Spiegel *E*, der reflektierte Teil der Strahlen wird durch den Plan-

[1] C R 47, S 958 (1858), Ann de l' Obs de Paris 5, S 197 (1858), M N 19, S 284 (1859), Taylor (Cooke and Sons), Z f Instrk 14, S 113 (1894)

[2] Ap J 48 S 256 (1918), Phil Mag 35, S 49 (1918), Phot J 42, S 239 (1918), Trans Opt Soc 22, S 174 (1921) Z f wiss Phot 22, S 131 (1923), Phil Mag 42, S 777 (1921), Perry, Trans Opt Soc 25, S 97 (1923/4), Butkow, Z f Phys 22, S 384 (1924), 30, S 268 (1924)

spiegel F, der in der Richtung seiner Normalen verschiebbar ist, in sich zurückgeworfen, durchsetzt E und wird durch die Linse G in der Blende H zu einem Bild von C vereinigt. Der andere Teil der Strahlen geht durch das zu prüfende Objektiv I und wird durch den erhabenen Kugelspiegel K, dessen Mittelpunkt in den Brennpunkt des Objektivs fällt, in sich zurückgeworfen, er gibt nach dem Durchgang durch das Objektiv und die Linse G und nach Reflexion an E ebenfalls in der Blende H ein Bild von C. Bei geeignetem Abstande des Spiegels F beobachtet ein hinter H befindliches Auge auf dem Objektiv Interferenzkurven, die die Abweichungen der Wellenfläche infolge der Fehler des Objektivs in derselben Weise anzeigen wie die Abweichungen einer Planplatte bei Prüfung mit einem Probeglas die FIZEAUschen Interferenzstreifen. Die Interferenzkurven geben die Abweichung der Wellenfläche in Schichtlinien. Der Krümmungsmittelpunkt des Spiegels K kann mit den Schrauben S in die optische Achse CDI des Objektivs und mit der Schraube T über die Achse L gebracht werden. Der Spiegelträger ist um die Achse schwenkbar, um den Spiegel zu untersuchen, und mit ihr in Richtung der optischen Achse des Objektivs verschiebbar, damit der Krümmungsmittelpunkt in den Brennpunkt des Objektivs gebracht werden kann. Das Objektiv kann mit einem Kreuzschlitten M quer zu und längs seiner optischen

Abb. 105. Das Interferometer von TWYMAN.

Achse verschoben werden, bis es mit seinem hinteren Knotenpunkt über der Achse steht, um die es mit dem Arm Q gedreht werden kann, damit auch die Wellenfläche für Bildpunkte außer der Achse untersucht werden kann. Es muß dabei der Krümmungsmittelpunkt des Spiegels K in der Brennebene gehalten werden, also Objektiv und Spiegel aus der Stellung in der Achse in die gezeichnete gebracht werden. Zu dem Zweck ist der Arm Q mit einem Querarm P verbunden, der durch ein Gewicht gegen eine Rolle R gezogen wird, die bei der Stellung zur Untersuchung des Achsenbrennpunktes gerade unter der Schwenkachse des Spiegelträgers steht. Eine verbesserte Anordnung für universelle Verwendung beschreibt DOWELL[1]. Abb. 106 zeigt eine Anordnung zur Prüfung eines größeren Objektivs in Autokollimation. Nach HAY[2] werden größere Objektive in Teilen untersucht. Das zu prüfende Objektiv, der Kugelspiegel und der ebene Bezugs-

Abb. 106. Die Prüfung größerer Objektive nach TWYMAN.

---

[1] Proc. Opt. Convention 1926, S. 1032.

[2] Trans. Opt. Soc. 31, S. 91 (1929/30).

spiegel befinden sich auf einem gemeinsamen verschiebbaren Trager Zwischen dem Bezugsspiegel und der Teilungsplatte ist noch ein 45°-Spiegel eingeschaltet, damit die Senkrechte zum Bezugsspiegel der Objektivachse parallel ist

Die Abweichungen von der Wellenflache konnen unmittelbar benutzt werden, um daraus die Definitionsgute abzuleiten Zwischen den Interferenzstreifen kann man weitere Linien gleichen Gangunterschiedes interpolieren, den Flacheninhalt F der Streifen zwischen aufeinanderfolgenden Linien bestimmen und die Großen F entsprechend dem Gangunterschied geometrisch addieren, ahnlich dem Verfahren mit CORNUS Spirale zur Auswertung der Beugungsintegrale, die Resultante der so aneinandergesetzten Strecken gibt den Lichtvektor, und sein Quadrat ist der Definition proportional Zu den einzelnen Bildfehlern gehoren kennzeichnende Interferenzbilder, die dem geubten Beobachter mit einem Blick den Korrektionszustand enthullen Abb 107 zeigt die Interferenzbilder fur Zonen der spharischen Abweichung fur Einstellung —0 1 und 0, fur Koma fur

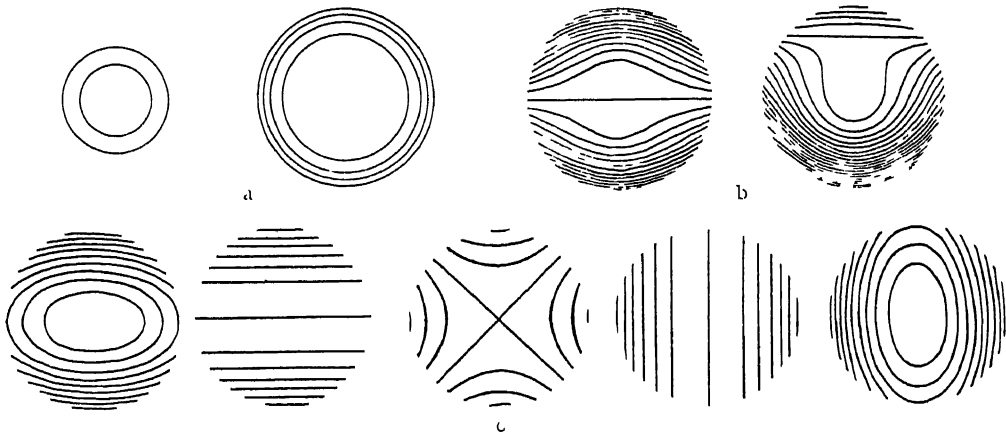



Abb 107 Interferenzbilder bei TWYMANS Verfahren a) spharische Abweichung, b) Koma, c) Astigmatismus

Einstellung 0 und 0,136 und fur Astigmatismus fur Einstellung —0,1912, —0,1234, —0,0956, —0,0478, 0 Man kann nun auch auf Grund der Beziehungen zwischen Wellenflache und Strahlenvereinigung auf rechnerischem Wege die Verbindung mit den Ergebnissen der trigonometrischen Durchrechnung herstellen Will man diese Rechnung vermeiden, so kann man mit Hilfe eines Drehkeilkompensators U (Abb 105) die Strahlen vor dem Auftreffen auf das Objektiv so ablenken, daß die breite Mitte des Interferenzbildes an die Stelle des Objektivs ruckt, fur die die Winkelabweichung des Strahles von dem der Kugelwelle entsprechenden gesucht wird und die durch die Ablenkung des Kompensators gemessen wird Der Kompensator dient auch dazu, die Verzeichnung im Winkelmaß zu geben Das Interferometer von TWYMAN ist besonders fur die Werkstattsuntersuchung von Objektiven mittlerer Große geeignet, wie es die photographischen sind, es verlangt eine sorgfaltige Justierung und eine sehr genaue Ausfuhrung der drei Spiegel, auch ist es gegen ungleich erwarmte Luft empfindlich Die Genauigkeit wird zu λ 4 angegeben

65 WAETZMANNS Verfahren WAETZMANN[1] benutzt eine von MASCARI und LUMMER behandelte Interferenzerscheinung Fallt ein Lichtstrahl (Abb 108)

[1] Ann d Phys (4) 39, S 1042 (1912), BRAIKE u WAETZMANN, Z f Phys 12, S 253 (1922) Naturwiss 12, S 225 (1923), BRATKE, Z f Phys 21, S 9, 23, S 239 (1924), HABERLAND, ebenda 24, S 285 (1924)

auf eine planparallele Platte P auf, so wird er in zwei Strahlen 1 und 2 zerlegt, die im Brennpunkt F der Linse L vereinigt werden Senkrecht zur optischen Achse ist ein Spiegel S angeordnet, der parallel zu sich selbst verschoben werden kann Geht er durch F (Nullstellung), so treten nach Reflexion an S und Durchgang durch L die Strahlen parallel aus Der an der Vorderfläche reflektierte Anteil $2'$ von 2 und der an der Hinterfläche reflektierte Anteil $1'$ von 1 haben den Gangunterschied Null Fällt also ein Lichtbündel auf P auf, so erscheint das Gesichtsfeld des Okulars gleichmäßig hell Wird aber der Spiegel um die Strecke e aus seiner Nullstellung verschoben, so treten die rückkehrenden Lichtstrahlen nicht mehr parallel aus der Linse aus, und man beobachtet mit dem Okular eine Interferenzerscheinung Bezeichnet a den Abstand der Strahlen 1 und 2, y den Abstand des Strahls 2 von der Achse und f die Brennweite der Linse, so ist der Gangunterschied Δ in der Reflexionsebene, wenn die Strahlen $1'$ und $2'$ nur geringe Neigung gegen die Achse haben

Abb 108 Zum Verfahren von WAETZMANN

$$\Delta = \frac{a(2y+a)e}{f^2} \tag{87}$$

Die Ausdehnung der Untersuchung auf Strahlen außerhalb der Reflexionsebene zeigt, daß die Interferenzerscheinung zu dieser Ebene senkrechte Streifen bildet, wenn aus größerer Entfernung und mit kleiner Eintrittspupille beobachtet wird

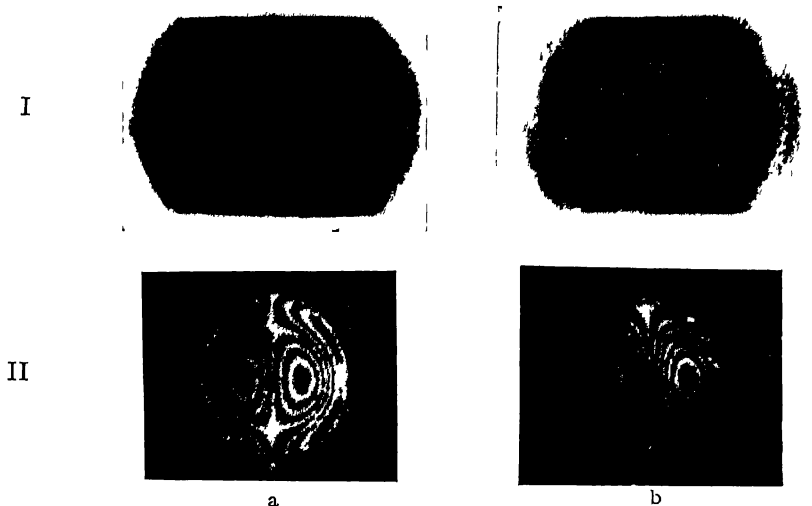



Abb 109 Interferenzbilder nach WAETZMANN I für gewöhnliche, II für zonale sphärische Abweichung, Spiegel a) außerhalb, b) innerhalb des Brennpunkts

Die Theorie führt aber nur dann zu dieser einfachen Interferenzerscheinung, wenn die Abbildung der Linse ideal ist, Abbildungsfehler der Linsen geben Abweichungen der Interferenzstreifen von der Geraden, aus denen rückwärts die Fehler der Linse ermittelt werden können Abb 109 zeigt die Interferenzbilder für gewöhnliche sphärische Abweichung und für Zonen dieser Abweichungen bei den Spiegelstellungen etwas außerhalb und etwas innerhalb des Brennpunktes

Das Verfahren verlangt, daß die etwa vorhandenen Fehler der Planplatte berücksichtigt werden. Da die rückkehrenden Strahlen das Objektiv in der gegenüberliegenden Stelle durchsetzen, so muß man die Achsensymmetrie der Objektive voraussetzen. Will man dies nicht, so wird eine zweite Linse und eine zweite Planplatte gebraucht.

66. Ronchis Verfahren. Die Waetzmannsche Interferenzerscheinung erhält Ronchi[1] mit einfacheren Mitteln (Abb. 110). In die parallelen Strahlen, die von einem Kollimator mit Spalt kommen und durch das Objektiv L im Brennpunkt vereinigt werden, schaltet er vor dem Brennpunkt F ein Gitter R ein, so daß neben dem Spaltbild in F Beugungsspektra entstehen. Wirken nur die beiden erster Ordnung mit, so erhält man auf dem Schirm S das daneben dargestellte Bild mit Interferenzstreifen.

Abb. 110. Zum Verfahren von Ronchi.

Der Abstand des ersten Spektrums vom Spaltbild ist $d = y\lambda/b$, wo $y = RF$ und b das Gitterintervall ist. Die Streifenbreite ist $a = \lambda x/d$, wo $x = FS$ ist. Führt man die Frequenzen M und m gleich den Kehrwerten von a und b ein, so ist $M = my/x$; der Spalt soll nicht breiter als $\lambda/2D$ sein, wo D der Durchmesser des Objektivs ist. Die Streifensysteme rücken ineinander, wenn $m\lambda$ gleich dem halben Öffnungswinkel des Objektivs ist. Man kann auch den Doppelspiegel und das Biprisma für den Fresnelschen Interferenzversuch benutzen. Anderson und Porter[2] benutzen statt des Spaltes ein Gitter zur Vermehrung der Helligkeit. Bei ihrer Autokollimationsanordnung dienen die Hälften eines einzigen Gitters als die beiden Gitter. Sie fanden das Verfahren ebenso genau wie das Messerschneidenverfahren (Ziff. 70). Neben diesem Verfahren verwendet Ronchi auch Kombinationsinterferenzen, die durch zwei hintereinandergeschaltete Gitter erzeugt werden. Es sei a_1 bzw. a_2 der Abstand des ersten bzw. zweiten, dem ersten parallelen und zentrierten Gitter vom Mittelpunkt P der Kugelwelle, m_1 bzw. m_2 die Gitterfrequenz, und b der Abstand des Schirms von P, so gilt $M_1 = \frac{m_1 a_1}{b}$, $M_2 = \frac{m_2 a_2}{b}$; der Lichtfleck P und die ersten seitlichen Spektren P_1' und P_2' neben ihm, die durch das erste und zweite Gitter entstehen, erzeugen Kombinationsinterferenzstreifen von der Frequenz $M' = M_1 - M_2$. Solche Kombinationsstreifen wurden schon von Rayleigh[3] benutzt, um die Regelmäßigkeit von Beugungsgittern zu prüfen. Durch die Änderung des Abstandes der Gitter kann die Frequenz Null erreicht werden, und man kann so unmittelbar die Längsabweichung von Strahlen bestimmen. Endlich sei noch Lenouvels[4] Anordnung (Astigmometer) beschrieben (Abb. 111). Von der Lichtquelle S gehen Strahlen aus, drei durch Doppelpfeile dargestellte Linsen vereinigen sie in der Nähe des Gitters, die Strahlen durchsetzen das zu prüfende Objektiv O,

[1] La prova dei sistemi ottici. Bologna: Zanichelli 1925; Ann. Scuola N. Sup. Pisa 15 (1923); Rend. Acc. N. Lincei 32, S. 162 (1923); 33, S. 23, 314 u. 504 (1924); Nuovo Cimento 26, S. 69 (1923); 1, S. 209 (1924); 7, S. 348 (1930); Z. f. Instrk. 46, S. 553; Rev. d'Opt. 5, S. 441 (1926); Flügge, Z. f. Instrk. 46, S. 209 (1926); 49, S. 417 (1929); Ciccone, Nuovo Cimento 5, S. 14 (1928); Bruscaglioni, ebenda 9, S. 23 (1932); Rend. Acc. N. Lincei 15, S. 70 (1932).

[2] Ap. J. 70, S. 175 (1929). [3] Phil. Mag. 47, S. 81 (1874).

[4] Franz. Patent 553611 (1922), 587034 (1924); Rev. d'Opt. 3, S. 211 u. 315 (1924); 4, S. 294 (1925).

werden von dem Planspiegel V in sich zuruckgeworfen und durch die schrage halbdurchlassige Planplatte in das Auge gelenkt JENTZSCH[1] hat ein Verfahren mit groberem Gitter ohne Beugungswirkung ausgearbeitet

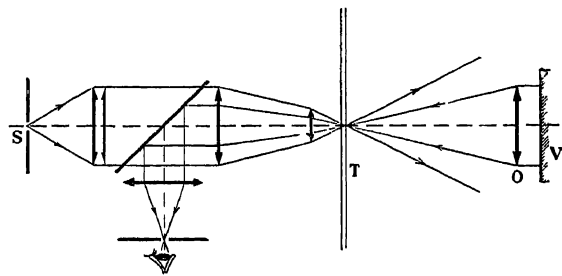



Abb 111 LENOUVELS Verfahren mit Gitter

67 HARTMANNS Verfahren Zur Messung der Abweichungen großerer Objektive wird vorzugsweise das Verfahren von J HARTMANN[2] angewandt Nach ihm werden aus dem von einem Lichtpunkt ausgehenden Strahlenbundel Teilbundel ausgesondert, und zwar durch eine Blende vor dem System, die eine große Anzahl von nach Azimut und Zonen symmetrisch angeordneten Kreislochern von passenden Großen (1 200 bis 1 400 der Brennweite) besitzt Die Lage der Achse der zugehorigen Bildbundel wird durch die Durchstoßungspunkte (Mitten der Zerstreuungskreise) mit zwei zur Systemachse senkrechten Ebenen bestimmt, die annahernd gleich viel so weit vor und hinter dem Bildort liegen, daß die Durchstoßungspunkte noch in der richtigen Folge angeordnet sind Statt der mikroskopischen Messung wird die photographische Aufnahme mit nachtraglicher Messung durch den Komparator bevorzugt, wodurch die Fehler fortfallen, die mit dem Hintereinander der Einstellungen verbunden und fur Unterschiedsmessungen besonders schadlich sind Werden (Abb 112) die Schnittweiten A auf der Achse und ebenso die Abstande A_1 und A_2 der Einstellebenen E_1 und E_2 von einem festen Achsenpunkt gerechnet und sind e_1 und e_2 die Abstande der Durchstoßungspunkte eines zur Achse symmetrischen Bundelpaares, so ist

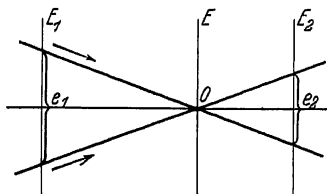



Abb 112 Zu HARTMANNS Verfahren

$$A = A_1 + \frac{e_1}{e_1 + e_2}(A_2 - A_1) \tag{88}$$

Schneiden die Bildstrahlen den Hauptstrahl nicht, wie insbesondere, wenn der Lichtpunkt außer der Achse liegt, so konnen nur die seitlichen Abweichungen fur passend gewahlte Ebenen berechnet werden Die Aufnahmen gewinnen erheblich an Scharfe, wenn man einfarbiges Licht verwendet (Abb 113), wie es sich fur genaue Messungen der spharischen Abweichungen uberhaupt empfiehlt HARTMANN untersuchte ferner die Strahlenvereinigung außer der Achse, ebenso KINGSLAKE[3], der auch die Ableitung der Aberrationskoeffizienten aus den Messungen behandelte

Bei dem HARTMANNschen Apparat (Abb 114) dient eine optische Bank LC von 1 m Lange zur Aufnahme der Trager M fur das zur Prufung benutzte Raster und R fur das zu untersuchende Objektiv Dies wird, wie es bei den photographischen Kammern ublich ist, von einem Anschraubbrett getragen, das mit den Schrauben D befestigt und zentriert wird M wird nach Grobverschiebung und Klemmung mit Handgriff G fein verstellt, die Mikrometerschraube tragt Teilung fur 0,001 mm Außerdem kann der Blendentrager E auf der Schiene Q

[1] Phys Z 29, S 66 (1928), SCHULZE, Ann d Phys 85, S 149 (1928)

[2] Z f Instrk 20, S 17 (1900), 24, S 1 (1904), Eders Jahrb 16, S 151 (1902), 17, S 665 (1903)

[3] Proc Opt Convention 1926, S 839, Trans Opt Soc 27, S 221 (1925/6), SMITH, ebenda S 242

quer verschoben werden. Q und LC tragen Teilungen für Ablesung auf 0,1 mm. Der Tisch H trägt die Lichtquelle. Das Beobachtungsfernrohr F kann innerhalb des Kreissektors B von 120° meßbar gegen LC verschwenkt werden. Es ist etwa 1 m lang und besitzt einen 40 cm langen Okularauszug, der mit

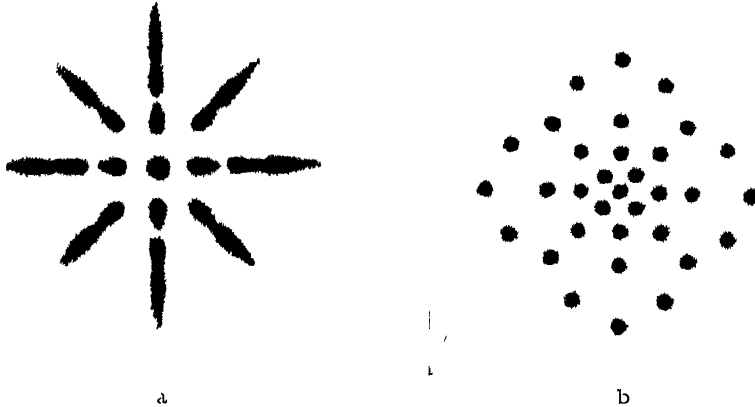



Abb. 113. Aufnahmen nach HARTMANNS Verfahren mit a) weißem und b) einfarbigem Licht.

Spiegel S auf 0,1 mm abgelesen wird. An den Auszug kann mit Bajonettverschluß entweder ein Fadenmikrometer O, ein Rahmen zum Einschieben von Kassetten oder ein kleiner Spaltspektrograph mit 60°-Prisma angesetzt werden, und zwar in um 90° verdrehten Stellungen. Das Okular besitzt eine Drehscheibe mit Farbgläsern, außerdem kann ein geradsichtiges Prisma

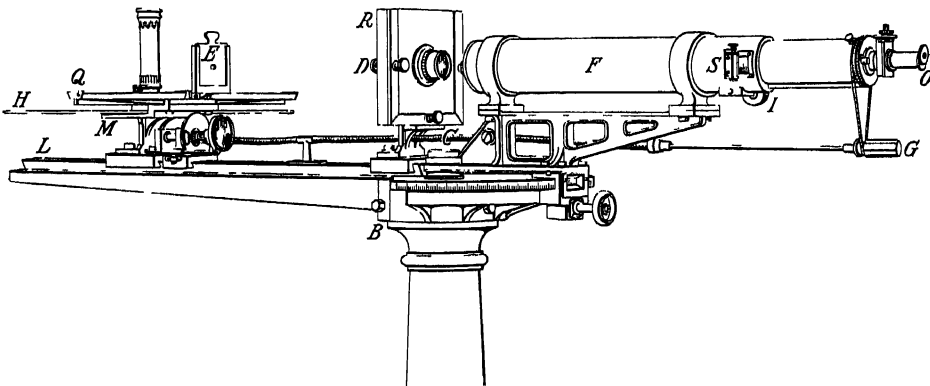



Abb. 114. HARTMANNS Prüfungsapparat.

angesetzt werden. Die Prüfung des Systems durch extrafokale Aufnahmen kann auf drei Arten erfolgen. 1. Bei zur Seite geschlagenem Fernrohr wird mit entferntem Lichtpunkt gearbeitet, M nimmt die Kassette auf, bei verdunkeltem Zimmer genügt ein übergehängtes Tuch als Ersatz des Balges. 2. Das Fernrohr dient als Kollimator, indem in seine Kassette eine Metallplatte mit einer sehr feinen Öffnung eingelegt und beleuchtet wird. 3. Man bringt die Metallplatte auf M an und macht dann mit dem Fernrohr unter Benutzung des Mikrometers, des Spektrographen oder der Kamera die extrafokalen Messungen, als ob man

die Fehler des Fernrohrobjektivs bestimmen wollte Nach FASSBENDER[1] ist das dritte Verfahren im Verhältnis der Brennweite des Fernrohrobjektivs zu der des Systems genauer als das zweite, das dafür eine geringere Beleuchtungsstärke verlangt, was bei Aufnahmen in Gelb oder Rot von Vorteil ist Das Verfahren von HARTMANN wurde auch für die Untersuchung von Handfernrohren sowie von Parabolspiegeln nutzbar gemacht[2] LEHMANN[3] hat es zur örtlichen Verbesserung von Objektiven benutzt, er hat, wie auch EBERHARD[4], ferner den Einfluß der Verkittung und der Fassung von Objektiven untersucht CHALMERS[5] und KOHLRAUSCH[6] prüften photographische Objektive nach diesem Verfahren MESLIN[7] benutzte es zur Einstellung der Platte eines photographischen Fernrohrs Andere Anordnungen verdankt man GRAF und LINNIK[8], der auf der Platte die graphische Darstellung der sphärischen Abweichung erhält TILLYER[9] verlegt die Blende dicht hinter das Objektiv Nach seinem Verfahren wurde von BENNETT[10] eine größere Zahl photographischer Objektive verschiedener Bauart untersucht

68 Das Doppelspaltverfahren Für die Genauigkeit des HARTMANNschen Verfahrens ist es ungünstig, daß bei kleiner Lochgröße, genauer bei kleinem Öffnungsverhältnis der durch sie bestimmten Teilbündel, das Beugungsbild immer verschwommener und größer wird und so die Genauigkeit der Fadeneinstellung abnimmt HARTMANN gibt für die Genauigkeit dieser Einstellung $8\,\mu$ an, andere $2{,}5\,\mu$ Diesem Nachteil sucht ein Verfahren abzuhelfen, das von CHALMERS[11] angegeben wurde und namentlich von VÄISÄLÄ[12] seine Ausbildung und genaue theoretische Begründung erfahren hat Im einfachsten Fall bringt man vor das Objektiv einen Schirm mit zwei Löchern in passendem Abstand Das von einer einfarbigen Lichtquelle kleiner Winkelgröße ausgehende Licht liefert dann in der Brennebene ein Interferenzstreifenbild Durch Messung der Lage des mittleren Streifens wird die Richtung der Sehne bestimmt, die in der Wellenfläche die den Lochmitten entsprechenden Punkte verbindet, während bei dem Verfahren von HARTMANN Tangentialebenen der Wellenfläche bestimmt werden Indem man das Lochpaar über einen Durchmesser der Öffnung wandern läßt, wird der entsprechende Schnitt der Wellenfläche bestimmt, mit Rücksicht auf vorhandenen Astigmatismus wird man mindestens zwei zueinander senkrechte Durchmesser untersuchen Um die Helligkeit zu steigern, kann man die Löcher senkrecht zur Verbindungslinie länglich machen Die Abweichung der Sehne wird zweckmäßig gegen eine von der Wellenfläche wenig abweichende Bezugskugel gemessen Ist (Abb 115) die Neigung der Sehne gegen die Tangente der Bezugs-

Abb 115 Zur Prüfung nach CHALMERS

[1] Z f Instrk 33, S 177 (1913)
[2] MOURASHINSKY u SAVOSTIANOFF, Trans Opt Soc 30, S 49 (1928/9), ROMANOFF, Rev d'Opt 5, S 341 (1926)
[3] Z f Instrk 22, S 103 (1902), 23, S 289 (1903) [4] Z f Instrk 23, S 274 (1903)
[5] Phot J 29, S 143, Proc Opt Convention 1, S 24 (1905)
[6] Phot Korr 57, S 45 (1920)
[7] J de Phys 9, S 280 (1900), BAILLAUD, B A 1, S 213 (1920)
[8] GRAF, Phys Z 25, S 489 (1924), LINNIK, Z f Phys 71, S 389 (1931)
[9] J Wash Acad 3, S 481 (1913), TILLYER u SCHULTZ, Sc Pap Bur of Stand 14, S 341 (1918/9)
[10] Sc Pap Bur of Stand 19, S 587 (1923/4)
[11] Proc Opt Convention 2, S 156 (1912), COTTON, Physica 1, S 274 (1921)
[12] Ann Univ Fenn Aboensis 1, Nr 2 (1922), 2, Nr 1 (1924)

kugel ε, der Halbmesser der Kugel r, der seitliche Abstand des mittleren Streifens von der Achse σ, die Neigung der Verbindungslinie von Kugel und Sehnenmitte gegen die Achse φ, so ist $\varepsilon = (\sigma \cos\varphi)\ r$ Entsprechend kann die Lage der Ebene durch drei Punkte der Wellenfläche mit Hilfe einer Blende gefunden werden, deren drei Löcher nicht in einer Geraden angeordnet sind, sondern am besten ein gleichseitiges Dreieck bilden Wendet man drei parallele Spalte an, deren Mitten auf einer Geraden liegen, so kann man den Radius des Kreises bestimmen, der durch die den Löchern entsprechenden Punkte der Wellenfläche geht Man hat beim Einschieben des Okulars die beiden zum Krümmungsmittelpunkt symmetrischen Einstellebenen zu suchen, bei denen an Stelle des ersten dunklen Streifens ein mit dem mittleren gleich heller auftritt Entsprechend kann man mit vier Löchern auch die Krümmung an einer Stelle der Wellenfläche messen Was die Genauigkeit des ersten Verfahrens mit zwei Löchern betrifft, so ist sie umgekehrt proportional dem Abstand der Löcher, bei einem Abstand von 13,2 mm und einer Brennweite von 750 mm betrug der mittlere Fehler der Fadeneinstellung etwa 0,4 μ Es wurde in diesem Falle ein künstlicher Stern benutzt, läßt sich das Fernrohr nur kurze Zeit unbeweglich halten, so kann man ein zweites von dem Interferenzbild unabhängiges Bild des Sterns zum Vergleich benutzen MERLAND[1] mißt den Gangunterschied mit dem JAMINschen Komparator Er photographiert nacheinander bei Verschiebung des Doppelspalts die einzelnen Stellen der Interferenzbilder, die zu einem Durchmesser gehören, nebeneinander auf die Platte MICHELSON[2] ordnet die eine Lochblende in der Achse fest an und verschiebt nur die andere Dies Verfahren ist aber weniger günstig, bei großer Öffnung werden die Streifen zu eng GARDNER und BENNETT[3] suchen die Vorteile der Verfahren von HARTMANN und CHALMERS zu vereinigen Sie setzen eine Loch- oder Schlitzblende D vor oder hinter (Abb 116) den Brennpunkt des Objektivs L und wählen den Loch- (Schlitz-) Abstand so, daß die Bildflecke auf der Platte P ineinandergreifen und Interferenzstreifen entstehen, auf die man genau einstellen kann (Abb 117) Ist der Gangunterschied der beiden Strahlen, d h der Unterschied der Wellendeformation an den den beiden Löchern entsprechenden Stellen, Δ, die Interferenzstreifenbreite b und v die Verschiebung des mittleren Streifens infolge des Gangunterschiedes, so gilt $\Delta\ \lambda = v\ b$ Ist der Abstand der Schlitze e und die Breite der Schlitze B, so muß für n Interferenzstreifen $e = nB$ sein Da die Helligkeit

Abb 116 Die Anordnung von GARDNER und BENNETT

Abb 117 Das Interferenzbild beim Verfahren von GARDNER und BENNETT

[1] Rev d'Opt 3, S 401 (1924) [2] Ap J 47, S 283 (1918)
[3] J Opt Soc Amer 11, S 441 (1925)

der Beugungsscheibchen am Rande auf Null sinkt, wahlt man n etwas höher als die gewünschte Streifenzahl, für drei Streifen etwa gleich 5. Die Breite der Streifen auf der Platte ist $b = \lambda A/e$, wo A der Abstand der Platte von der Blende mit den Schlitzen ist.

In weiterer Verfolgung dieses Verfahrens gelangte BENNETT[1] zu folgender Anordnung. Statt der Lochblenden verwendet er ein Kreisgitter G und laßt die Strahlen erst hinter ihrem Vereinigungspunkt durch dieses hindurchtreten, wie es auch bei dem früheren Verfahren schon für den Fall der Autokollimation vorgeschlagen war, sowie für den von Linsen ganz kurzer Brennweite. Wie Abb. 118 zeigt, wird der Krater einer Bogenlampe durch einen Kondensor mit Kühltrog und monochromatischem WRATTEN-Filter 73 auf eine Blende S von 0,1 mm Durchmesser abgebildet, den künstlichen Stern. Das Objektiv L wird in Autokollimation mit dem Spiegel M geprüft, die Strahlen durchsetzen nach Vereinigung in S' das Kreisgitter G und liefern auf der Platte P ein aus Interferenzringen bestehendes Bild (Abb. 119), die dort entstehen, wo die unscharfen Beugungsbilder der Kreisringe ineinandergreifen. Ein Gangunterschied für zwei entsprechende Stellen aufeinanderfolgender Kreisringe bewirkt eine Verschiebung der Interferenzstreifen. Der Gangunterschied in Wellenlangen wird durch das Verhaltnis der Verschiebung zum Abstand aufeinanderfolgender Interferenzringe gegeben. Für die Wahl der richtigen Verhaltnisse gibt BENNETT folgende Gleichungen, in denen O_r die relative Öffnung ist, s die Ringschlitzbreite, e der Abstand zwischen den Mitten der aufeinanderfolgenden Ringschlitze, m die Zahl der Ringe, die bei der gegebenen Öffnung ausgenutzt wird, b der Halbmesser des auf die photographische Platte projizierten ausgenutzten außersten Rings, g der Abstand GS', d der Abstand PG, w der Abstand aufeinanderfolgender Streifen, n die Anzahl der Streifen einer Interferenzgruppe (bei drei gut sichtbaren Streifen wahlt man $n = 5$):

Abb. 118. Die Anordnung von BENNETT.

Abb. 119. Das Interferenzbild beim Verfahren von BENNETT.

$$b = 3mnw\,, \qquad 1/P = w + 2O_r m\lambda\,, \tag{89}$$

$$e = ns = 2PO_r b\lambda\,, \qquad d = 2PO_r bw\,, \qquad g = 4PO_r^2 mb\lambda \tag{90}$$

[1] Bur. of Stand. J. of Research 2, S. 685 (1929).

69 WETTHAUERS Verfahren Nach dem Vorgang von CLAUDET[1] benutzte PAUL[2] die Aufnahme einer schrag zur Achse stehenden Probetafel, dagegen KNIGHT[3] die Aufnahme auf eine schrag zur Achse stehende Platte Dies von KNIGHT angeregte Verfahren hat durch WETTHAUER[4] eine vorzugliche Ausbildung erfahren, es gibt ein sehr anschauliches Bild der Fehler Um die Abweichung in der Achse festzustellen, wird nach Abb 120 das Bild

Abb 120 Die Anordnung fur WETTHAUERS Verfahren

eines doppelten oder einfachen Spalts S_1 durch das Kollimatorobjektiv O_1 und das zu prufende Objektiv O_2 im Brennpunkt S_2 von O_2 auf einer Platte Ph aufgenom-

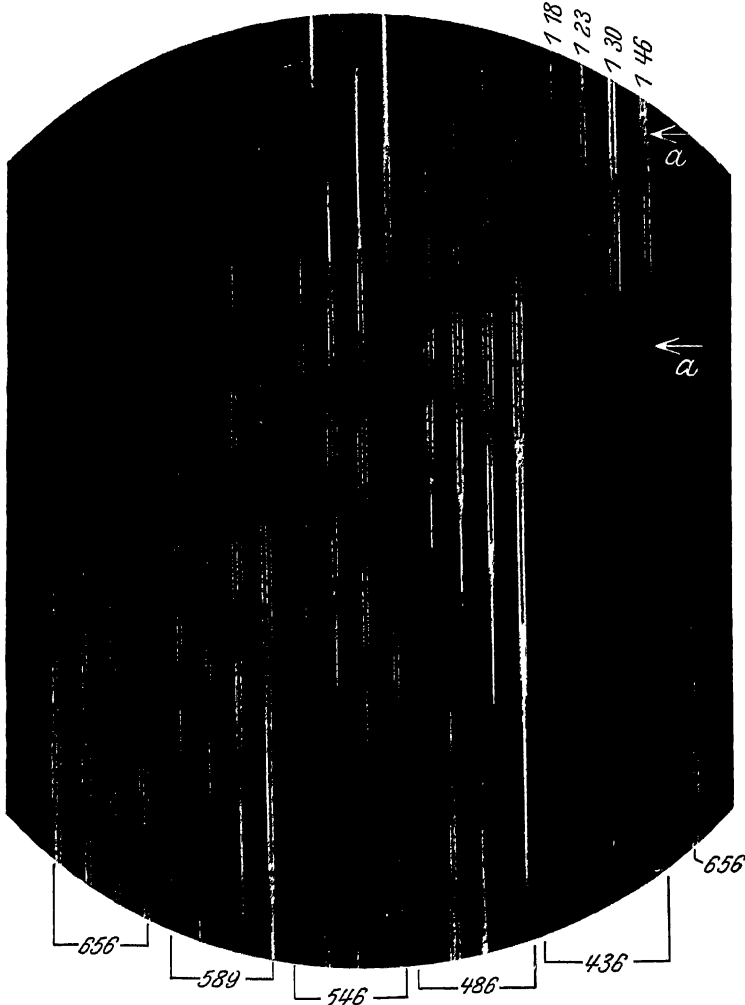



Abb 121 Eine Aufnahme der spharischen und chromatischen Abweichung nach WETTHAUER

[1] Phil Mag 1, S 478 (1851) [2] Phot J 1, S 208 (1853/4) [3] CLAUDET, Phil Mag 35, S 374 (1849)
[4] Z f Instrk 41, S 148 (1921), 44, S 189 (1924), 51, S 393 u 553 (1931), HERRIOT, J Opt Soc Amer 23, S 123 (1933)

men, die zur Ebene durch Spalt und optische Achse senkrecht steht und gegen diese Achse schwach geneigt ist Vor dem Objektiv werden Ringblenden angebracht, deren Breite etwa 1 100 der Brennweite ist Bequemer und auch für die Prüfung außer der Achse geeignet ist eine Lochzonenblende, diese besteht aus einer Platte, auf der in V-Anordnung eine Reihe Löcher angebracht ist und die hinter einem über das ganze Objektiv reichenden Spalt verschoben wird, so daß nur je zwei symmetrisch zur Objektivmitte in einer zum Doppelspalt senkrechten Ebene liegende Öffnungen wirksam sind, deren Abstand von der Größe der Verschiebung abhängt Die Platte wird beim Übergang von einer Ringzone oder von einem Lochpaar zum andern oder auch von einer Farbe zur andern in ihrer Ebene senkrecht zur optischen Achse verschoben Man erhält so eine Reihe Spaltbilder nebeneinander, die Stellen größter Schärfe verbindet

Abb 122 WETTHAUERS Autokollimationsverfahren

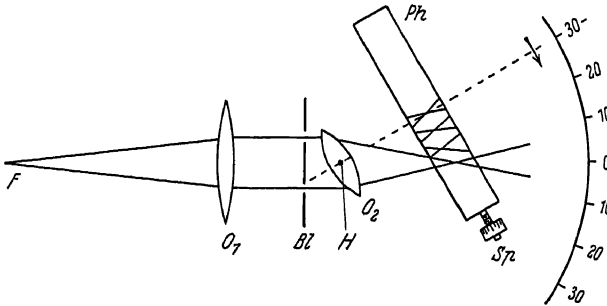



Abb 123 WETTHAUERS Anordnung für die Prüfung außer der Achse

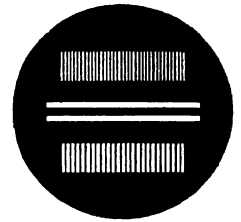



Abb 124 WETTHAUERS Doppelspalt mit Quergitter

eine Kurve, die unmittelbar die sphärische und chromatische Längsabweichung darstellt Abb 121 stellt eine solche Aufnahme mit einem dreifachen Spalt dar Bei der Ausmessung stellt man am besten auf die Enden *aa* der scharfen Stellen ein Am besten beendet man die Aufnahme mit derselben größten Zonenblende

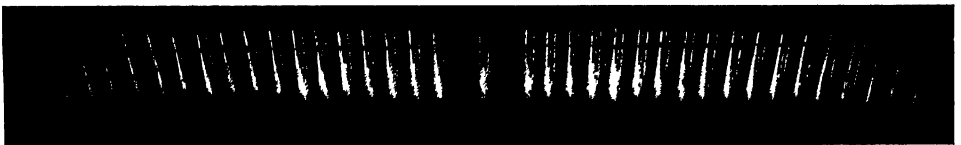



Abb 125 Eine Aufnahme der sagittalen und tangentialen Bildkrümmung nach WETTHAUER

und derselben Farbe, mit der sie begonnen wurde Um die Fehler des Kollimators auszuschalten, kann man die in Abb 122 dargestellte Anordnung für Autokollimation benutzen Die Genauigkeit beträgt bei einem Öffnungsverhältnis 1 15 etwa $\pm 0{,}025$ mm und bei einem von 1 46 etwa $\pm 0{,}14$ mm, für die Untersuchung außer der Achse wird das Objektiv mit der Platte um seinen hinteren Knoten- (Haupt-) Punkt gedreht (Abb 123) Wenn man die Aufnahmen bei

verschiedenen Drehungswinkeln nebeneinander macht, erhalt man so die Kurve fur die tangentiale Bildkrummung Um auch die fur die sagittale Bildkrummung zu erhalten, benutzt man neben dem Doppelspalt angeordnet ein Quergitter, wie es Abb 124 zeigt In Abb 125 sind solche Aufnahmen wiedergegeben, außerdem die daraus abgenommenen Kurven fur die sagittale (- ——) und tangentiale (———) Bildkrummung Bleibt bei dieser Versuchsanordnung der Drehwinkel ungeandert und werden die Lochzonenblenden benutzt, so erhalt man die Darstellung der Koma, wie sie Abb 126 zeigt

Abb 126 Eine Aufnahme der Koma im Hauptschnitt nach WERTHAUER

70 Das Messerschneidenverfahren Fur die rasche Übersicht uber die Fehler und daher zur Prufung großerer Objektive und Parabolspiegel bei der Herstellung ist besonders das auf HUYGENS[1] zuruckgehende Schneidenverfahren von FOUCAULT[2] beliebt Er benutzte es zunachst bei der Herstellung von Kugel- und Parabolspiegeln (s auch DRAPER[3] u a), spater aber auch bei der Herstellung von Objektiven, indem er diese mit Autokollimation an einem guten Planspiegel prufte

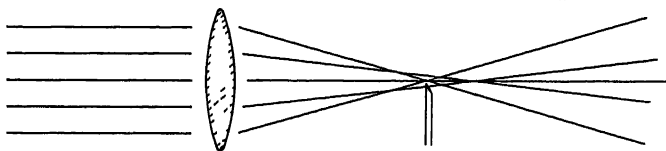



Abb 127 Zum Schneidenverfahren

Bei diesem Verfahren bringt man das Auge dicht hinter das Bild eines recht hellen Lichtpunktes von 0,05 bis 0,1 mm Durchmesser, der sich in der Nahe des Spiegelmittelpunktes bzw Objektivbrennpunktes befindet, so daß die ganze Öffnung des Objektivs hell erleuchtet erscheint Wird nun eine Schneide in der Nahe des Bildpunktes quer zur Achse durch das Strahlenbundel bewegt (Abb 127), so sieht man ihren unscharfen Rand uber die Öffnung wandern, wandert er im selben Sinne wie die Schneide, dann befindet sie sich innerhalb des Brennpunktes Schiebt man die Schneide samt ihrem Schlitten vor und zuruck, bis die Ebene ihrer Querbewegung durch den Lichtpunkt geht, so tritt die Verdunklung plotzlich ein Vereinigen sich jedoch die Strahlen nicht zu einem Bildpunkt, so werden sie von den Schneiden fruher oder spater abgefangen, je nachdem, wo sie die Querebene durchstoßen Sind die seitlichen Abweichungen nicht erheblich großer als der Lichtpunkt, so werden Halbschattenwirkungen auftreten, und man wird bei geeigneter Stellung der Schneide den Übergang von hell und dunkel auf der ganzen

[1] Opera reliqua, Amstelodami, 1, S 211 (1728) Ubersetzt Centr Z f Opt u Mech 20, S 194 (1899)

[2] Ann Obs Paris 5, C R 47, S 958 (1858), M N 19, S 284 (1859), TAYLOR (COOKE and Sons), Z f Instrk 14, S 113 (1894)

[3] Smiths Contr to Knowl 34, S 13 (1864), RITCHEY, ebenda 34, S 30 (1904), Ap J 19, S 53 (1904), DAVIES, M N 69, S 355 (1909)

Objektivfläche in den verschiedenen Stufen sehen. Die Öffnung erweckt die Täuschung eines Reliefs, das der Form entspricht, die die Wellenfläche zeigen würde, wenn ihre Abweichungen stark übertrieben wären und die scheinbare Schattenwirkung auf ihr durch ein Licht hervorgebracht wäre, das sich auf der anderen Seite befindet, als von der die Schneide herangeschoben wurde. Nach Miss Conrady[1] ist die Genauigkeit $\lambda/8$ Phasenunterschied (ähnlich Ritchey), sie gibt eine Reihe Bilder (Abb. 128), die bei diesem Verfahren die verschiedenen Bildfehler kennzeichnen, der Pfeil gibt die Richtung an, in der die Schneide herangeschoben wird, die Bilder werden durch Abb. 20c verständlich. Abb. 129 zeigt den Anblick eines Objektivs bei diesem Verfahren nach einer Photographie von Hartmann[2], man erkennt darauf die epizykloidischen Polierzonen. Er war der erste, der das Verfahren zur Prüfung fertiger Refraktoren an einem Himmelsstern benutzte, wobei er wegen der Luftunruhe photographierte (s. auch Porter[3]). Ritchey verwandte eine Schar von Sektorringblenden auf dem gleichen Durchmesser, Wetthauer[4] Ringblenden verschiedener Größe, die auf einer Drehscheibe auswechselbar angeordnet waren. Auf diese Weise konnte durch Verschiebung der Schneide in der Achse die sphärische Abweichung gemessen werden. Cojan[5] erkannte, daß die Beurteilung der gleichen Helligkeit in symmetrischen Blenden darunter leidet, daß die zu vergleichenden Felder großen Abstand haben. Er machte daher photographische Aufnahmen für Stellungen der Schneide in verschiedenem Abstand vom Spiegel und untersuchte durch photometrische Ausmessung, wo die gegenüberliegenden Stellen gleich hell erschienen. Er wandte dies Verfahren auch auf sagittale Büschel an. Mit der Theorie des Schneidenverfahrens auf Grund der Beugungslehre beschäftigen sich Rayleigh[6] und Banerji[7].

Abb. 128. Bilder beim Schneidenverfahren für a) sphärische Abweichung, b) Koma.

Abb. 129. Der Anblick eines Objektivs bei der Schneidenprobe.

Man kann das Schneidenverfahren auch gewissermaßen umkehren, indem man das Bild des leuchtenden Punktes nicht durch einen Schirm abblendet,

[1] Trans. Opt. Soc. 25, S. 219 (1923/4). [2] Berl. Ak. Ber. 1907, S. 935.
[3] Ap. J. 47, S. 324 (1918). [4] Z. f. Instrk. 41, S. 184 (1921).
[5] C. R. 179, S. 893 (1924); 180, S. 1016 (1925). [6] Phil. Mag. 33, S. 161 (1917).
[7] Ap. J. 48, S. 50 (1918).

sondern durch eine feine Öffnung auffangt und herausblendet Man sieht dann in der Öffnung des Systems diejenigen Stellen leuchten, die zu dem aufgefangenen Bilde beitragen, die anderen sind dunkel Das Verfahren wurde von STRAUBEL[1] für kleine Linsensysteme empfohlen, er benutzte eine linienförmige Lichtquelle und einen Spalt Das Verfahren besitzt vor dem anderen den Vorzug der Symmetrie, es liefert aber aus diesem Grunde nicht den Anschein des Reliefs

71 Die Verfahren von YVON und STREHL Ein auf FOUCAULT zurückgehendes Verfahren ist von YVON[2] als das der Grenzhalbschatten ausgebildet worden Er bestimmt die Krümmungsradien der Wellenfläche an den verschiedenen Stellen, indem er die Längsverschiebung der Schneide bestimmt, die für die betreffende Stelle des Spiegels oder Objektivs einen gleichmäßigen, nicht einseitig abfallenden Halbschatten gibt Hierher gehört auch das Verfahren von STREHL[3], der den Astigmatismus der Teilbündel mißt und daraus wie in Ziff 4 auf die sphärische Abweichung umrechnet

72 Die technische Konstante des Objektivs Es ist nun noch die Frage, wie aus der festgestellten sphärischen Abweichung eines Objektivs ein Maßstab für die Güte des Objektivs gewonnen wird LEHMANN[4] zerlegt das Objektiv in Zonen gleicher Breite und bildet das Mittel aus den ihnen entsprechenden Zerstreuungskreishalbmessern, indem er jedem das Gewicht entsprechend der Fläche der betreffenden Ringzone des Objektivs beilegt Indem er noch durch die Brennweite f dividiert, setzt er seine technische Konstante T des Objektivs fest Ist r der Halbmesser der Zone, Δs ihre sphärische Längsabweichung, also $(r/f)\Delta s$ die Seitenabweichung, so ist

$$T = \frac{200\,000}{f^2} \frac{\sum r^2 \Delta s}{\sum r} \tag{91}$$

Am natürlichsten erscheint es, die Abweichungen der Schnittweiten gegen einen solchen Achsenpunkt zu rechnen, daß T den kleinsten Wert annimmt VÄISÄLÄ[5] schlägt vor, nach folgenden Formeln zu rechnen, wo $\varrho = r/R$ und R der Halbmesser der Öffnung ist

$$\Delta s_0 = 3\int_0^1 \varrho^2 \Delta s \, d\varrho\,, \tag{92}$$

$$T' = 400\,000 \frac{R}{f^2} \int_0^1 \varrho^2 (\Delta s - \Delta s_0)\, d\varrho \tag{93}$$

Beim Vergleich eines Objektivs von größerem Öffnungsverhältnis mit einem solchen von kleinerem ist von dem ersten kleinere Seitenabweichung in der Brennebene zu fordern, entsprechend dem kleineren Beugungsscheibchen[6]

DEMETRESCU[7] teilt die Objektivöffnung in m gleiche Flächenelemente, jedem Flächenelement entspricht ein Strahl, der einen Durchstoßungspunkt in einer achsensenkrechten Ebene in der Nähe des Brennpunktes bestimmt Indem jedem Durchstoßungspunkt die Masse 1 beigelegt wird, wird die Lichtverdichtung durch das Trägheitsmoment S, bezogen auf den Schwerpunkt, gemessen Den Querschnitt, für den dieses Trägheitsmoment am kleinsten ist, nennt er den Querschnitt der größten Lichtverdichtung Eine gleichmäßig beleuchtete Kreisscheibe, die die gleiche Masse und das gleiche Trägheitsmoment S_1 wie dieser Querschnitt hat, hat den Radius $\sigma_1 = \sqrt{2S_1/m}$ Diesen Radius, bezogen auf die einer ding-

---

[1] Ber d internat seism Konf Leipzig Engelmann 1902

[2] MARTIN, C R 70 S 389 (1870), YVON, Rev d'Opt 4, S 8 (1925)

[3] Z f Instrk 23, S 6 (1903) [4] Z f Instrk 22, S 327 (1902)

[5] Ann Univ Fenn Aboensis 1 Nr 2 (1922)

[6] YVON, Rev d'Opt 4, S 593 (1925) [7] B A 1, S 15 (1920), Rev d'Opt 5, S 193 (1926)

seitigen Winkelsekunde entsprechende Strecke in der Brennebene, nennt er das geometrische Trennungsvermogen σ_1'' und nennt $s=D\sigma_1''$, wo D der Objektivdurchmesser ist, den Trennungskoeffizienten, der ihm als Maß der Gute des Objektivs dient, wenn man Objektive verschiedener Große vergleichen will Er gibt ferner ziemlich verwickelte Formeln fur den von ihm eingefuhrten globalen Astigmatismus, dem fur die ganze Objektivoffnung gultigen, im Gegensatz zu dem sonst nur fur kleine Objektivoffnung gultigen Astigmatismus

Auch WILSING[1] bemerkte, daß die Prufung der Objektive durch die Untersuchung des Auflosungsvermogens und die Betrachtung der Beugungsfiguren in der Nahe der Brennebene fur eine Bestimmung der Nutzleistung des Objektivs nicht ausreicht Er bestimmte die Abweichungen der Wellenflache, um aus ihnen die Nutzleistung durch Rechnung zu finden, und fuhrte dies bei dem Potsdamer Refraktor durch STREHL (Ziff 30) sieht als Maßstab fur die Gute des Objektivs das Verhaltnis Z zwischen der Beleuchtungsstarke im Achsenpunkt des Beugungsscheibchens des wirklichen und der im Achsenpunkt des fehlerfreien Objektivs an, die Einstellebene ist so zu bestimmen, daß die Beleuchtungsstarke moglichst groß ist Fur den Fall, daß die Abweichungen der Wellenflache nur klein sind, findet VAISALA[2], daß

$$Z = 1 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \varepsilon^2, \tag{94}$$

wo ε die mittlere Abweichung der Wellenflache ist, die Gestalt der Wellenflache ist also nebensachlich VAISALA gibt auch fur den anderen Fall Rechenvorschriften Fur die Objektive der astronomischen Fernrohre durfte Z der geeignete Maßstab der Gute sein, wahrend man beim photographischen Objektiv, wo großere Abweichungen zugelassen werden, sich mit der Konstanten T begnugen kann Um Objektive von verschiedenem Durchmesser hinsichtlich ihrer Leistung zu vergleichen, fuhrt VAISALA den effektiven Durchmesser des Objektivs $D\sqrt{Z}$ ein Es mogen noch fur einige großere Objektive die Werte von ε, Z, $D\sqrt{Z}$ und T gegeben werden

	Durchm cm	ε $\mu\mu$	Z	$D\sqrt{Z}$ cm	T
Yerkes	102	56	0,68	83,7	0 16
Potsdam	80	47	0 63	63,5	0,31
Pulkowa	76	25	0,92	73	0,18
Wien	68,5	50	0,73	57,7	0 16
Berlin-Babelsberg	65	37	0,84	59,6	0 22

73 Andere Bildfehler fur eine Farbe Die Prufung auf Erfullung der Sinusbedingung ist mit den beschriebenen Verfahren, soweit mit ihnen die Richtung der austretenden Strahlen genau genug bestimmt werden kann, ohne weiteres moglich Es sei noch auf FASSBENDER[3] verwiesen, der mit dem ABBEschen Fokometer (S 208) arbeitet, und auf BENNETT, der das Verfahren von HARTMANN benutzt Sollen Bildwolbung und Astigmatismus gemessen werden, so wird bei dem HARTMANNschen Apparat (Ziff 67) das Fernrohr nach Einstellung auf ∞ von 5° zu 5° verschwenkt und der Rastertrager auf der Querschiene entsprechend verschoben, jedesmal wird mit G auf horizontale und vertikale Striche eingestellt und an der Mikrometerschraube die Anderung der Einstellung abgelesen

Die naheliegende Prufung auf Verzeichnung besteht darin, daß man zu bekannten abgestuften Dinggroßen die zugehorigen Bildgroßen ausmißt Fur die Messung der Verzeichnung kleinerer Objektive ist der Knotenpunktschlitten[4]

---

[1] Publ Potsdam 15, Nr 48 (1903) [2] Ann Univ Fenn Aboensis 2, S 1 (1924)
[3] Z f Instrk 33, S 210 (1913) [4] BENNETT, J Opt Soc Amer 16, S 147 u 235 (1927)

(Ziff 61) und der Apparat von HARTMANN (Ziff 67) geeignet Bei maßigen Verzeichnungsfehlern kann es ebenso bequem sein, auf der Dingseite bei umgekehrtem Strahlengang zu messen, indem man bei einem Fernrohrobjektiv etwa auf der Dingseite ein Spektrometer benutzt Man kann die Verzeichnung auch bestimmen, indem man ermittelt, wieviel das Bild einer Dinggeraden außer der Achse auf eine bestimmte Strecke durchgebogen erscheint[1] Beim montierten großen Objektiv ist folgendes Verfahren zweckmaßig[2] Zwei Sterne gleicher Deklination, deren Abstand etwa gleich dem halben Plattendurchmesser ist, werden dreimal auf dieselbe Platte um ihren Abstand verschoben aufgenommen Man kann auch im Laboratorium mit Planspiegel in Autokollimation prufen, wenn man das Bild des Mittelstucks eines Gesichtsfelddurchmessers durch Neigen des Spiegels in seiner Richtung verschiebt und die Langenanderung mißt, oder senkrecht zu seiner Richtung verschiebt und die Durchbiegung mißt Allgemein ist zu bemerken, daß man mit zur optischen Achse senkrechtem Spiegel nur die spharische und chromatische Abweichung in der Achse sowie Bildkrummung und Astigmatismus untersuchen kann und diese im doppelten Betrage mißt, Koma und Verzeichnung mussen dagegen mit in der Achse angeordnetem Objekt und Objektiv bei zur optischen Achse verschwenktem Spiegel untersucht werden Bei dieser Prufung der Bildfehler außer der Achse in Autokollimation darf der Hauptstrahlengang nicht zu abweichend von dem bei der Benutzung sein

74 Die Farbenabweichung Fur die Messung der Farbenabweichung ist von RUTHERFURD[3] und VOGEL[4] ein einfaches Verfahren angegeben worden Man bringt hinter das Fernrohrokular einen geradsichtigen Prismensatz und zieht so das Sternbild in ein Spektrum auseinander An der Stelle derjenigen Farben, auf deren Bild das Okular eingestellt ist, zeigen sich Einschnurungen, die mit der Verschiebung des Okulars in der Achse wandern, so kann die Langsabweichung fur Farben gemessen werden (Abb 130) Bei schwacheren Okularen

Abb 130 Die Farbenprobe nach RUTHERFURD

kommt es darauf an, die Farbenabweichung des Auges auszuschalten, indem man sie besonders bestimmt Am einfachsten geschieht dies bei Autokollimation, indem man die Farbenabweichung nicht nur fur den Bildpunkt, sondern auch fur den Lichtpunkt selbst bestimmt YOUNG[5] verfahrt ahnlich, nur stellt er auf die Bilder von Staubteilchen im Spalt scharf ein Auch HARTMANN maß, ohne zu photographieren, bei seinem Verfahren die Farbenfehler mit Dispersionsprisma hinter dem Okular Bei allen Verfahren zur Messung der spharischen Abweichung kann die Farbenabweichung dadurch gefunden werden, daß man die Messungen fur verschiedenfarbiges Licht ausfuhrt, sei es nun das durch Farbfilter gesiebte Licht der Quecksilberlampe, die Na- und Cd-Gaslampe nach PIRANI, der Lichtbogen von mit Metallsalzen getrankten Kohlen oder die Funkenspektra von Metallen Im allgemeinen ist das spektral zerlegte Licht einer Bogenlampe am besten MARTIN und KINGSLAKE[6] benutzten beim Interferometer von TWYMAN die Verschiebung des Hohlspiegels zur Messung der Farbenabweichung

[1] PAUL, Rev d'Opt 5, S 328 (1926)
[2] ARTHUR KONIG u HECKMANN, V J S 63, S 279 (1928)
[3] Amer J of Science 35, S 71 (1863)
[4] Berl Mon-Ber 1880, S 433, A N 119, S 293 (1888), WOLF, Wied Ann 33, S 212 (1888), A N 120, S 74 (1889)
[5] Amer J of Science 19, S 454 (1880)
[6] Trans Opt Soc 25, S 213 (1923/4)

Wegen der Unbequemlichkeit der großen Entfernung des Spektralapparates bringt HARTMANN[1] ein Objektivprisma vor die Blendenscheibe, während EBERHARD[2] einen Kollimator verwendet, dessen Objektivbrennweite so viel größer als die des Systems ist, daß seine Farbenabweichung, die nur im quadratischen Verhältnis der Brennweiten wirkt, vernachlässigt werden kann oder nur eine kleine Verbesserung bedingt, das System dient dabei als Kameraobjektiv des Spektrographen Bei größeren Objektiven zerlegt HARTMANN die extrafokalen Bilder, und zwar gleichzeitig die Paare von zwei Zonen mit dem Spektrographen für die photographische Aufnahme (Abb 131) Die Öffnungen der Blende liegen auf einem dem Spalt parallelen Durchmesser HERTZSPRUNG[3] nimmt an, daß die normale Einstellung dem Umkehrpunkt der Kurve des sekundären Spektrums entspricht Auf einer extrafokalen Aufnahme, bei der ein Gitter vor das Objektiv gesetzt ist, erscheinen in den Spektren erster Ordnung Knoten für die Wellenlängen, die in der Aufnahmeebene eingestellt sind und die aus dem Knoten-

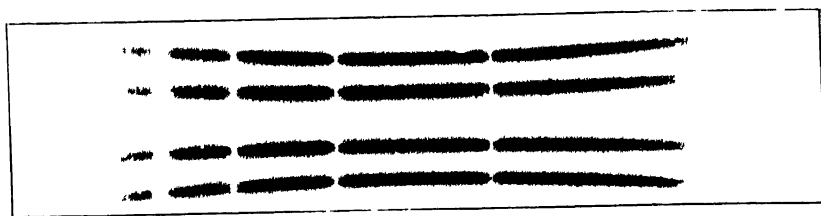



Abb 131 Eine Aufnahme mit dem Spektrographen nach HARTMANNS Verfahren

abstand berechnet werden können Dann berechnet er die Konstanten der HARTMANNschen Formel für das sekundäre Spektrum Statt der Einstellung für den Umkehrpunkt kann man auch eine zweite extrafokale Aufnahme machen, wobei man von der Annahme über die Einstellebene frei ist

75 Das photographische Objektiv Betreffend die in der Praxis übliche Prüfung der photographischen Objektive, insbesondere durch Aufnahmen einer großen Probetafel, sei auf die Quellen verwiesen[4] Die Apparate sind meist mit einer Einrichtung zur Messung der Brennweite verbunden

76 Der Spiegel Ein besonderes Eingehen verlangt noch die Prüfung von Spiegeln Kugelhohlspiegel prüft man auf sphärische Abweichung, indem man den Dingpunkt in den Kugelmittelpunkt bringt Um Parabolspiegel herzustellen, prüfte FOUCAULT[5] mit seinen Verfahren, indem er vom Kugelspiegel ausgehend die Form allmählich änderte und die Lichtquelle in den verschiedenen Stufen der Arbeit immer weiter wegrückte Man prüft auch wohl fortgesetzt im Mittelpunkt der Scheitelkugel, bis die gerechnete Abweichung der Flächennormalen erreicht ist, oder hebt sie bei der Prüfung durch ein Zusatzlinsensystem auf[6] Hat man einen guten Planspiegel von genügender Größe zur Verfügung, so kann man in Autokollimation prüfen FOUCAULT[7] brachte zu dem Zweck in der Mitte des Planspiegels ein Loch an, statt dessen kann man auch einen kleinen schrägen

---

1 Z f Instrk 24, S 8 (1904)

2 Z f Instrk 23, S 82 (1903)

3 A N 207, S 87 (1918)

4 DARWIN, Proc R Soc 52, S 403 (1892), BECK, Eders Jahrb 17, S 257 (1903), ZSCHOKKE, ebenda 20, S 71 (1906), Z f Reprod-Technik 7, S 43 (1905), JEWELL, J Opt Soc Amer 2 3, S 51 (1919)

5 C R 47, S 205 (1858), DAVIS, M N 69, S 355 (1909)

6 COUDER, Rev d'Opt 6, S 49 (1927)

7 MARTIN, C R 70, S 446 (1870), RITCHEY Ap J 19, S 59 (1904)

Fangspiegel benutzen. SAMPSON[1] stellte den künstlichen Stern (Bild einer Punktlichtlampe von einer Stahlkugel) im Abstand $1{,}5\,F$ vom Spiegel auf.

Bei dem Verfahren von OERTLING[2] wird eine Planfläche dadurch untersucht, daß man ein Parallelstrahlenbündel unter großem Einfallswinkel an ihr reflektieren läßt und etwa auftretenden Astigmatismus bei starkerer Fernrohrvergrößerung mißt.

Abb. 132. Die Prüfung einer Planfläche mit Kugelhohlspiegel.

Hat man nach dem Schneidenverfahren einen guten Kugelspiegel hergestellt, so kann man ihn nach COMMON[3] zur Prüfung bei der Herstellung eines größeren Planspiegels benutzen (Abb. 132), indem man den Planspiegel neben dem Kugelspiegel so aufstellt, daß die von dem Lichtpunkt O ausgehenden Strahlen nach Durchgang durch ein halbdurchlässiges Prisma W unter größerem Einfallswinkel $(90-\alpha)$ auf den Planspiegel P und dann wie sonst auf den Kugelspiegel S mit dem Mittelpunkt M treffen, so daß beim Rückgang über den Planspiegel das Bild wieder nahe am Lichtpunkt in O' entsteht, wo es durch das Okular Ok betrachtet werden kann; die Empfindlichkeit des Schneidenverfahrens ist so erhöht, da das OERTLINGsche Verfahren mit verwandt wird. Über andere Anordnungen siehe VAISALA[4]. Mit dem Kugelspiegel als Hauptspiegel prüft HINDLE[5] den Fangspiegel des Cassegrain oder Gregory, indem er den Fangspiegel um die Brennweite des Hauptspiegels von diesem wegrückt, so daß bei Autokollimation die Strahlen am Hauptspiegel in sich zurückreflektiert werden.

Abb. 133. Die Prüfung einer Planfläche nach FIZEAU.

Die optische Technik verwendet, um eine vorgeschriebene Krümmung stets in gleicher Genauigkeit herzustellen, das von FRAUNHOFER erfundene Probeglasverfahren. Man legt auf die zu untersuchende erhabene oder vertiefte Fläche nach sorgfältiger Reinigung ein vertieftes oder erhabenes Probeglas von entgegengesetzt gleicher Krümmung, wobei die Seite des Probeglases der zu prüfenden Fläche zugewandt ist, die die vorgeschriebene Krümmung besitzt. Die zwischen den beiden einander sehr benachbarten Flächen entstehenden NEWTONschen Ringe lassen die Gleichheit der Krümmungen beurteilen.

In dieser Weise prüft man nach FIZEAU[6] auch Planflächen. Zur unabhängigen Prüfung braucht man drei Planplatten, bei allen drei Kombinationen verschwinden die Ringe nur dann, wenn keine Platte gekrümmt ist. Für genaue Beobachtung mit einfarbigem Licht[7] eignet sich das Gerät nach Abb. 133. Von einer

[1] M. N. 91, S. 862 (1931).

[2] Verh. d. Ver. z. Bef. d. Gewerbefl. 22, S. 60 (1843); Pogg. Ann. 59, S. 284 (1843). FOUCAULT, C. R. 69, S. 1101 (1869). PLATH, Centr. Z. f. Opt. u. Mech. 3, S. 265 (1882).

[3] M. N. 48, S. 105 (1887).

[4] Ann. Univ. Fenn. Aboensis 2, S. 1 (1924).

[5] Obs. 54, S. 100 u. 186 (1931); M. N. 91, S. 592 (1931).

[6] Ann. de Chim. et Phys. 8, S. 335 (1866).

[7] CZAPSKI, Z. f. Instrk. 6, S. 293 (1886); MABBOUX, Rev. d'Opt. 6, S. 470 (1927). ARNULF, ebenda 9, S. 177 (1930); La mesure des rayons de courbure. Paris: Verlag d. Rev. d'Opt. 1930.

kleinen Lichtquelle L wird das Licht durch den Wurfel mit halbdurchlassiger Silberschicht und die Linse Ob parallel auf die Probeplatte N und die Planplatte P gelenkt Die zuruckgeworfenen Strahlen geben fur das Auge Interferenzstreifen, die die Kurven gleicher Dicke der Luftschicht zwischen den Platten darstellen Großere Genauigkeit gibt das Verfahren von LUMMER[1] mit den HAIDINGERschen Interferenzstreifen, Abb 134 zeigt die Anordnung fur die Prufung einer Planplatte auf konstante Dicke, ebenso laßt sich bei Prufung einer Planflache die Konstanz der Dicke der Luftschicht zwischen N und P in Abb 133 untersuchen Die Lichtquelle beleuchtet hier eine Mattscheibe M, das Prisma P_1 und die Linse Ob lenken das Licht auf die Planplatte Das Licht, das von den beiden Flachen zuruckgeworfen wird und weiter die Linse Ob und das Prisma P_2 durchsetzt, liefert in der Blende B ein System von Interferenzringen, das mit dem Okular Ok durch das Auge bei A beobachtet wird, die Blenden bei M und B befinden sich im Brennpunkt von Ob Jedem Punkt des Interferenzbildes entsprechen so Strahlen gleicher Neigung in der Glasplatte Man pruft nun, indem man die Platte in ihrer Ebene verschiebt, bei jeder Dickenanderung um λ 4 (im Glas gerechnet) wird die Mitte abwechselnd hell und dunkel Bei wachsender Dicke quellen die Interferenzringe aus ihrem Mittelpunkt hervor, bei abnehmender versinken sie dort Apparate fur diesen Zweck wurden verschiedentlich angegeben, andere benutzen den RAYLEIGHschen oder den FABRY-PEROTschen Interferenzapparat[2] oder ahnlich wie beim MICHELSONschen Sterninterferometer die Sichtbarkeit der Interferenzstreifen[3], auch das Interferometer von TWYMAN (Ziff 63) ist gut geeignet

Abb 134 Die Prufung einer Planflache nach LUMMER

77 Die Bestimmung des Brennpunkts Die Lage des Brennpunkts eines Objektivs wird bei der Prufung auf spharische Abweichung mit gefunden, wo es angeht, mit Kollimator als Ersatz des entfernten Ziels Hierfur eignen sich besonders die Verfahren von HARTMANN, WETTHAUER (die Platte kann hierbei durch eine Mattscheibe ersetzt werden), PAUL (Ziff 69) und das Schneidenverfahren von FOUCAULT, bei diesem dient am besten als Schneide die scharfe Kante des Prismas, das auf der Kathetenseite mit dieser Kante einen Belag tragt, in dem eine kleine Öffnung als Lichtpunkt ausgespart ist Für geringere Genauigkeit stellt man einfach die Lage eines Fadenkreuzes fest, das bei Benutzung eines starken Okulars gleichzeitig mit dem Bild scharf erscheint oder das keine Parallaxe gegen das Bild zeigt RAYLEIGH fand fur die Genauigkeit der Scharfstellung seine Formel (Ziff 26) bestatigt Andere[4] fanden mehrmals hohere Genauigkeit, sie hangt von der Art des Fadenkreuzes und der Gute des Objektivs ab Am genauesten wird die Einstellung auf Parallaxe, wenn man den Bildpunkt

[1] Wied Ann 23, S 49 (1884), CZAPSKI, Z f Instrk 6, S 293 (1886), Phys-techn Reichsanstalt, ebenda 41, S 106 (1921), BRODHUN u SCHONROCK, ebenda 22, S 353 (1902), SCHULTZ, ebenda 32, S 258 (1912), SCHULZ, ebenda 34, S 252 (1914)

[2] BERKELEY u THOMAS, Phil Mag 29, S 613 (1915) DUFFIEUX, Rev d'Opt 11, S 159 (1932)

[3] MÜNSTER, Phys Z 33, S 505 (1932)

[4] FABRY, J de Phys 8, S 11 (1919), ARNULF, VAN HEEL u PERRIN, C R 187, S 1044 (1928), 188, S 860 (1929)

oder die Bildlinie zwischen die Faden eines Okularschraubenmikrometers einstellt, und bei abwechselnder Abblendung der Halfte des Objektivs, wobei die Halbierungslinie parallel dem Faden ist, das Mikrometer so lange in der Achse verschiebt, bis die Ablesung von der Blendenlage unabhangig ist Autokollimation ist hier bequem, die auch DEVE (S 210) und LIPPMANN[1] etwas abgeandert benutzen Bei diesem fallt das Licht in Richtung der optischen Achse ein und durchsetzt einen feinen geraden Riß in einem Silberbelag eines um 45° geneigten Spiegels, das zuruckgehende Licht wird von dem Spiegel quer zur Achse in das Okular zuruckgeworfen Man beobachtet nun, ob das Spaltbild genau in den Spalt selbst paßt Dies erkennt man sehr scharf, da bei richtiger Einstellung im dunklen Gesichtsfeld nur die Kanten des Spalts infolge der Farbenabweichung des Objektivs mit schwachen Farbensaumen aufleuchten Andere Verfahren beruhen darauf, daß die Querverschiebung eines einfallenden Parallelstrahlenbundels von geringerer Breite als das Objektiv keine solche des Bildpunkts hervorruft[2]

Ist der Dingpunkt nicht so weit entfernt, um als unendlich angesehen zu werden, so genugt bei großerer Entfernung eine rohe Kenntnis der Lage des vorderen Brennpunkts und der Brennweite, um die Verschiebung des Bildpunkts in der Achse gegen den Brennpunkt berechnen zu konnen, so daß man an Stelle des Brennpunkts die Lage dieses Bildpunkts aufsuchen kann Ist der Brennpunkt einer Zerstreuungslinse P oder ein anderer virtueller Brennpunkt zu bestimmen, so stellt man mit einem Fernrohr durch P hindurch auf einen unendlich feinen Bildpunkt ein Wenn der Auszug nicht genugt, muß man ein genugend starkes sammelndes System vor das Fernrohr schalten, dann bringt man P aus dem Strahlengang und sucht den Ort einer Marke, die unmittelbar scharf erscheint (s auch die Verfahren von ANDERSON und TOMKINS[3]) Endlich sei noch das Verfahren von SCHUSTER[4] zur Einstellung des Kollimators eines Spektralapparats erwahnt Es beruht darauf, daß di'/di, also auch du'/du fortwahrend mit dem Einfallswinkel i abnimmt Man wahlt nun zwei Stellungen A und B des Prismas symmetrisch zum Minimum der Ablenkung, i sei fur A am großten Dann stellt man in Stellung A das Fernrohr auf das Zielbild ein, in Stellung B macht man es wieder scharf durch Verstellung des Kollimators und wiederholt dies, bis eine Neueinstellung unnotig wird

78 Die Messung der Brennweite Wenn der Einfluß der Aberrationen auf die Messung der Brennweite genugend genau bekannt ist, ist die erste Bedingung fur eine genaue Messung dieser Große erfullt Da die Bedeutung dieser Große nur fur die GAUSSische Abbildung, die des achsennahen Raums, festgelegt ist, die Messung selbst aber nur bei endlicher Öffnung und endlicher Hauptstrahlenneigung moglich ist, muß ein etwa vorhandener Einfluß der Abbildungsfehler berucksichtigt werden Dies kann auch dadurch geschehen, daß die Messung fur abgestufte Strahlenneigungen durchgefuhrt und der Grenzwert fur kleine Neigung extrapoliert wird Da bei kleiner Ungenauigkeit der Form der brechenden bzw spiegelnden Flachen dieser Grenzubergang unsicher ist, kann man nicht erwarten, daß die verschiedenen Verfahren zur Messung der Brennweite zu genau dem gleichen Ergebnis fuhren Nun kommt es ja auch meist nicht auf die Brennweite fur den achsennahen Raum an, sondern man will nur die Brennweite benutzen, um die Bildgroße zu einem Ding von bestimmter Große und bestimmtem Abstand zu berechnen Eine besonders genaue Messung der

---

[1] C R 158, S 88 J de Phys 4, S 97 (1914)

[2] KERBER, D R P 11521 (1880), LIPPMANN, C R 129, S 569 (1899), 134, S 16 (1902), J de Phys 1, S 625 (1902) Phys-techn Reichsanstalt, Z f Instrk 40, S 96 (1920)

[3] ANDERSON, Phil Mag 11 S 789 (1906), TOMKINS, ebenda 15, S 198 (1908)

[4] Phil Mag 7, S 95 (1879)

Brennweite wird also zweckmaßig bei einem Strahlengang vorgenommen, der sich dem anschließt, fur den die Bestimmung der Brennweite gebraucht wird Daneben ist auch darauf Rucksicht zu nehmen, daß die Bildfehler bei dem benutzten Strahlengang klein sind Handelt es sich um die Bestimmung der Umrechnungszahl fur mikrometrische Messungen in der Brennebene eines Objektivs, so ist diese Zahl nur dann die Brennweite, wenn die Meßfaden sich wirklich in der hinteren Brennebene befinden Es kommt hier auf die Bildgroße in der Fadenebene an, die man aus dem Bild in der Brennebene erhalt, wenn man es aus der Austrittspupille, d h mit Hauptstrahlen, in die Fadenebene projiziert Beim einfachen zweilinsigen Objektiv kann man die Austrittspupille im hinteren Hauptpunkt annehmen

Fur die Messung der Brennweite kann man sich sowohl der Bestimmung der Lage zugeordneter Achsenpunkte bedienen wie der Winkelvergroßerung und der Quervergroßerung fur bestimmte Punkte Zur Vereinfachung des Verfahrens wahlt man mit Vorliebe ausgezeichnete Punktepaare Nur Bildorte auf der Achse durch Einstellung auf Scharfe od dgl werden bei vielen Verfahren[1] benutzt, so von CORNU Er bezeichnet den vorderen und hinteren Scheitel S_1 und S_2 des Systems durch Tusche und mißt mit einem Mikroskop den Abstand ε des von S_1 entworfenen Bildes S_1' von S_2, sind die Abstande der Brennpunkte von S_1 und S_2 gleich b_1 und b_2, so ist $b_1(b_2+\varepsilon) = -f^2$ Andere[2] Verfahren benutzen die negativen Hauptpunkte ERFLE[3] bestimmt die Lage des vorderen Brennpunkts und mißt fur zwei Dinglagen die zugehorige Bildverschiebung, er berechnet so f aus den auf die Brennpunkte bezogenen Ding- und Bildabstanden $\mathfrak{z}_1$, $\mathfrak{z}_2$ und $\mathfrak{z}_2' - \mathfrak{z}_1'$ Fur die Messung der Brennweite der Zerstreuungslinse sei auf das Verfahren VON HOFFS[4] hingewiesen Er stellt sie in solchem Abstand vor dem Objektiv eines Fernrohrs auf, daß die Bildgroße ungeandert bleibt, d h im vorderen Brennpunkt des Objektivs Aus der Verlangerung des Fernrohrs zum Scharfstellen ergibt sich dann f ABBE[5] benutzt die Formel $f = h' \sin u$ und mißt zusammengehorige Werte h' und u Er legt namentlich Wert darauf,

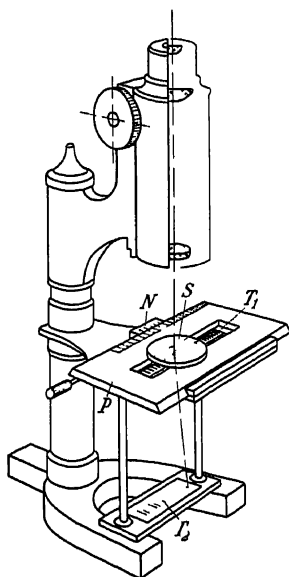



Abb 135 Das ABBEsche Fokometer

von der Feststellung der Lage optischer Bilder auf der Achse unabhangig zu sein, die ihm zu ungenau erscheint, namentlich wenn das System fur den Punkt nicht korrigiert ist Sein Fokometer (Abb 135) zeichnet sich durch Einfachheit und gedrangten Bau aus Brennweiten beliebiger Große bei Durchmessern von etwa 20 bis 100 mm konnen gut gemessen werden, auch zerstreuende Systeme ohne Hilfssystem Es ist im wesentlichen ein umgeandertes Mikroskop Der Tisch P ist fur Querverschiebung eingerichtet, die mit Nonius N auf 0,02 mm abgelesen werden kann Nahe unter der Tischebene befinden sich eine feine Glasteilung T_1 mit

[1] GAUSS, A N 2, S 371 (1824), CORNU, J de Phys 6, S 276 (1877), MÖBIUS, ebenda 9, S 511 (1890), MARTIN, Bull Soc fr Phot 9, S 473 (1893), BLAKESLEY, Phil Mag 49, S 447 (1900), DONGIER, Seance Soc fr de Phys S 50 (1901)

[2] SILBERMANN, C R 14, S 340 (1830), SCHRODER, Phot Mitt 23, S 254 (1886), MERCILR, Séance Soc fr de Phys 1887, S 193, SENTIS, J de Phys 8, S 283 (1889), THOMPSON, J Soc of Arts 40, S 22 (1891), ANDERSON, Phil Mag 31, S 511 (1891)

[3] Z f Instrk 43, S 54 (1923) [4] Z f techn Phys 3, S 228 (1922)

[5] CZAPSKI, Z f Instrk 12, S 185 (1892)

0,1 mm Strichabstand, die beiseite geschlagen werden kann, 100 mm tiefer oberhalb des Fußes eine größere zweite geteilte Glasplatte T_2 Das System S wird nun auf dem Tisch zentriert, bis das Bild der Mitte der unteren Teilung ungefähr auf das Mikroskopfadenkreuz einsteht Wird nun das System mit dem Tisch seitlich verschoben, so kann die Neigung des Dingstrahles, der zu dem durch die Achse des Mikroskops festgelegten Bildstrahl gehört, durch die Durchstoßungspunkte in den beiden Teilungen festgestellt werden, indem man beobachtet, wo hier das Mikroskopfadenkreuz einsteht Von der Scharfstellung des Mikroskops ist man dabei unabhängig, da nur ein Bild in der Achse des Mikroskops beobachtet wird Man wiederholt die Messung mit annähernd der gleichen Verschiebung nach der anderen Seite Bei FÉRY[1] durchsetzen die von einem Kollimator kommenden Strahlen das meßbar querverschiebbare System und werden von einem Fernrohr aufgenommen, das meßbar gedreht wird, bis es auf die Kollimatormarke einsteht, damit diese nach Einschaltung des Systems scharf gestellt werden kann, besitzt sie größere Verstellung in der Achse

HARTMANN[2] mißt in ähnlicher Weise wie ABBE mit Komparator die Vergrößerung einer Teilung dicht unter dem System, um mit Hilfe einer rohen Kenntnis der Brennweite die Lage der Hauptpunkte zu finden Daneben bestimmt er die genaue Lage des Brennpunkts nach seinem Verfahren und erhält die Brennweite als Abstand dieser Punkte Im allgemeinen wird bei Fernrohrobjektiven die Brennweite als y tgw' oder y' tg$w$ gemessen, wo y bzw y' die Bildgröße im vorderen bzw hinteren Brennpunkt ist Das Objektiv befindet sich in solcher Lage, daß y bzw y' sich auf die von den beiden Brennebenen bezieht, für die es korrigiert ist Hierbei kommt es darauf an, daß wirklich in der Brennebene gemessen wird HARTMANN trennt daher diese Messung von der Ermittlung der Lage der Brennebene Bei dem einen Verfahren wird die Winkelgröße w einer entfernten Teilung und die lineare Größe y' ihres Bildes gemessen und der Abstand B des Hauptpunkts von der Einstellebene nach der Formel $B = y'$ tg$w$ ausgerechnet, die Winkelgröße der Teilung wird als ihre Länge dividiert durch den Abstand vom vorderen Hauptpunkt gefunden, der nur roh bekannt zu sein braucht, die Lage der Brennebene wird besonders ermittelt Die Brennweite ist der Abstand vom Brennpunkt und Hauptpunkt HARTMANN hat die Anordnung auch umgekehrt, d h eine Teilung nahe im Brennpunkt des zu prüfenden Systems angebracht und mit einem Spektrometer, dessen Drehachse nahe im hinteren Knoten- (Haupt-) Punkt liegt, den Winkelabstand der Teilstrichbilder gemessen, um den Hauptpunkt zu finden Ist die Teilung mit Beleuchtung für Autokollimation versehen, so kann man statt des Fernrohrs auch einen Planspiegel meßbar drehen Mit dem Apparat von HARTMANN (S 193) wird die Brennweite gemessen, indem ebenfalls neben der Lage des Brennpunkts die des Hauptpunkts ermittelt wird Zu dem Zweck wird in E ein Raster eingelegt, sein Bild mit dem Fernrohrmikrometer ausgemessen und daraus die Lage des Hauptpunkts berechnet

Der Hauptpunkt kann ferner nach AIRY und MOËSSARD[3] auch durch Drehung des Systems gefunden werden Dreht man es um den hinteren Hauptpunkt, so ist bei den meisten Systemen die Bewegung des anderen Hauptpunkts gering, und bei nicht zu geringer Entfernung des Ziels wird das Bild dieses Ziels ruhig stehen Man verschiebt daher das System in der Achse so lange, bis dies erreicht ist, dann liegt der hintere Hauptpunkt über dem Drehpunkt Zweckmäßig hier-

[1] J de Phys 2, S 755 (1903)

[2] Z f Instrk 24, S 1 u 109 (1904), Eders Jahrb 17, S 665 (1903)

[3] AIRY, Explanation of a proposed Construction of Zenith Sector Addendum 1848, MOËSSARD, Étude des lentilles et objectifs photographiques Paris Gauthier-Villars 1889

fur ist der Knotenpunktsschlitten (Teil von Abb 105) Um auch die Lage des Brennpunkts in ahnlicher Weise bestimmen zu konnen, dreht DEVÉ[1] bei seinem Phakometer das Objektiv samt einem Planspiegel, der fur Autokollimation senkrecht zur Achse davor angeordnet ist Nur das Bild des Brennpunkts fallt hierbei unabhangig von der Drehung mit diesem Punkt selbst zusammen Den Hauptpunkt findet er, indem er nur das Objektiv bei festem Spiegel dreht.

Die Brennweite eines Mikroskopobjektivs kann man bestimmen[2] indem man die Vergroßerung fur einen bestimmten Tubusauszug mit Hilfe eines Objektmikrometers, einer Glasteilung mit 0,01 mm Strichabstand, und eines Okularmikrometers im unteren Brennpunkt des Okulars bestimmt Hat man dann noch die Lage des oberen Brennpunkts des Objektivs ermittelt, so kann man aus der Vergroßerungsformel die Brennweite finden Die Feststellung des Brennpunkts umgeht man, wenn man die Vergroßerung noch fur einen zweiten erheblich verschiedenen Tubusauszug mißt Die Brennweite eines Okulars kann man messen, indem man es auf den Mikroskoptisch bringt und das von ihm entworfene Bild einer entfernten Teilung mit dem Okularmikrometer des Mikroskops ausmißt, die Werte, die dem Okularmikrometer fur Messungen im Dingraum des Mikroskops zukommen, werden vorher mit einem Objektmikrometer festgestellt Aus dem Abstand der Teilung von dem vorderen Brennpunkt des zu prufenden Systems und dessen Vergroßerung erhalt man die Brennweite Die Lage des vorderen Brennpunkts braucht nur roh bekannt zu sein, er kann auch in umgekehrter Lage des Systems mit dem Mikroskop bestimmt werden Der Planspiegel des Mikroskops muß fur das Verfahren genugend eben sein

79 Die optische Messung von Radien Auf optischem Wege konnen die Radien von Kugelspiegeln durch Feststellung der Große und des Ortes von Spiegelbildern gemessen werden wie die Brennweite, da ja der Radius gleich der doppelten Brennweite ist Schon SCHEINER[3] benutzte dies 1619, um den Radius der Hornhaut des Auges zu bestimmen Hier kommen besonders die Verfahren[4] in Betracht, bei denen der Krummungsmittelpunkt und sein Abstand von dem Spiegel bestimmt wird Hat man ein fur Autokollimation eingerichtetes Mikroskop, so bringt man auf der optischen Bank den Spiegel einmal in die Stellung, wo die Marke durch das Mikroskopobjektiv in den Kugelmittelpunkt abgebildet und so von diesem Bild als Objekt durch den Spiegel wieder ein zweites Bild an der gleichen Stelle entworfen wird, man erkennt dies daran, daß das schließlich in der Okularbrennebene entstehende Bild gegen die dortige Marke keine Parallaxe zeigt Verschiebt man nun den Spiegel, bis sein Scheitel an den eingestellten Ort ruckt, so kann man auf Staubchen auf dem Spiegel einstellen, die Verschiebung ist der Krummungsradius Auch das Knotenpunktsverfahren ist geeignet (Abb 136) F ist ein Fernrohr, mit dem man auf ein von der Kugelflache K erzeugtes Bild einstellt Die zu prufende Kugelflache ist mit Schrauben justierbar auf dem Schlitten *Schl* befestigt Dieser verschiebt sich auf der Schiene SS, die um die Achse D drehbar ist Wenn man nun durch Justieren und Verschieben erreicht hat, daß das Spiegelbild beim Drehen der Schiene um D sich nicht mehr gegen das Fadenkreuz verschiebt, liegt der Kugelmittelpunkt von K in der Drehachse D Wird nun dieselbe Einstellung bei um 180° gedrehter Schiene

---

[1] Rev d'Opt 2 S 85 (1923)

[2] DIPPEL, Grundzuge d allgemeinen Mikroskopie Braunschweig Vieweg 1885

[3] Oculus Innsbruck Agricola 1619 Übersetzt von v ROHR, Z f ophth Opt 7, S 38 (1919)

[4] OUDEMANS A N 54, S 261 (1861), PRYTZ, Ann d Phys 16, S 735 (1905), MOFFITT, Phys Rev 13, S 265 (1919), GUILD, Trans Opt Soc 22, S 127 (1920/1), WEITHAUER, Z f Instrk 41, S 106 (1921), ARNULF, Rev d'Opt 10, S 22 (1931), La mesure des rayons de courbure Paris Verlag d Rev d'Opt 1930

wiederholt, so ist der mechanisch zu messende Abstand der Kugelfläche in den beiden Stellungen gleich dem doppelten Radius. Das unsichere Einstellen auf die Stäubchen kann man auf verschiedene Weise vermeiden. Da man das Zusammenfallen des Bildes mit sich selbst nicht gut erkennt, verdoppelt man entweder das Spiegelbild des Fadens, so daß man den Faden mitten zwischen den Doppelfaden sieht, oder man ordnet zwischen Objektiv und Marke einen halbdurchlässigen Spiegel an, der eine zweite Marke so zuspiegelt, daß deren ge-

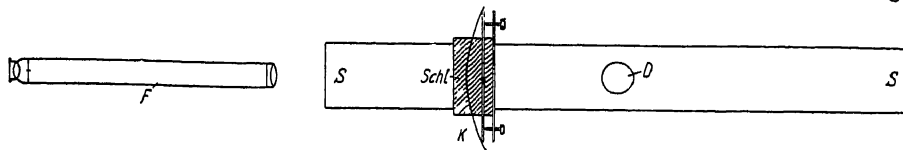



Abb. 136. Die Messung von Radien nach WETTHAUER.

spiegeltes Bild in derselben Ebene wie der Faden in der Okularbrennebene liegt. Der zu prüfende Spiegel kommt dann an die Stelle zu liegen, die in bezug auf das Objektiv der zugespiegelten Marke und der Okularmarke zugeordnet sind. Man kann auf diese Weise die Marken so verschieden auswählen, daß man gut erkennen kann, ob sie gleichzeitig scharf erscheinen. Nach MOFFITT kann man die Krümmung auch durch den Abstand des sagittalen und tangentialen Bildes für den Einfallswinkel 45° messen.

80. Die Messung der optischen Leistung. Die Vergrößerung des Fernrohrs maß schon GALILEI, indem er mit dem einen Auge durch das Fernrohr, mit dem anderen daran vorbei einen Gegenstand mit natürlicher Einteilung, z. B. einen Zaun, beobachtete. Am besten ist eine lotrechte Teilung, auch kann man das Fernrohr umgekehrt mit Verkleinerung benutzen. Mit Hilfe astronomischer Objekte maßen DUFOUR und OHNHEISER[1] die Vergrößerung, dieser mißt das Sonnenbild auf einem Schirm in zwei Abständen von der Austrittspupille. Nach LAGRANGE[2] kann man die Vergrößerung als das Verhältnis der Durchmesser von Ein- und Austrittspupille messen. Wenn die Eintrittspupille das Bild einer Blende ist, kann sie beim Fernrohr und beim photographischen Objektiv mit dem Komparator gemessen werden[3], indem man das zu prüfende System von der Einstellung auf den einen Rand des Blendenbildes bis zu der auf den anderen verschiebt. Beim photographischen Objektiv kann man auch das Auge in den hinteren Brennpunkt bringen und durch das Objektiv hindurch beobachten, wie groß der helle Kreis auf einem Maßstab vor dem Objektiv ist[4]. Die Austrittspupille des Fernrohrs mißt man mit dem RAMSDENschen Dynameter. Es ist dies eine Lupe von etwa 10facher Vergrößerung, in deren vorderer Brennebene sich eine Teilung von 10 mm Länge und 0,1 mm Strichabstand befindet, eine kleine Blende im hinteren Brennpunkt der Lupe macht von den Bildfehlern der Austrittspupille und der genauen Scharfstellung auf sie unabhängig. Nach Abb. 137 trägt das Rohr A am Ende die Teilung, Rohr B die Lupe L, durch Verschieben von B stellt man auf die Teilung, durch die von A auf die Austrittspupille ein. Eine Reihe Einrichtungen zur Messung von Vergrößerung, Öffnung und Gesichtsfeld beschreibt KELLNER[5]. Beim Doppelfernrohr ist die Prüfung

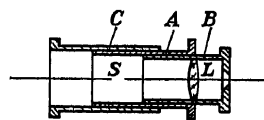



Abb. 137. Das RAMSDENsche Dynameter.

[1] DUFOUR, B S A F 9, S. 19 (1895), OHNHEISER, Sirius 40, S. 210 (1907).
[2] Mém. de l'Acad. Berlin 1812, S. 3.
[3] HARTMANN, Eders Jahrb. 18, S. 5 (1904).
[4] MARTIN, Eders Jahrb. 19, S. 26 (1905).
[5] Z. f. Instrk. 20, S. 1 (1900), Diss. Jena 1899.

meist mit der auf Parallelitat der optischen Achse verbunden, die fur ein zwangloses beidaugiges Sehen wichtig ist Es moge hier noch auf den Apparat von ZEISS aus dem Jahre 1908[1] eingegangen werden (Abb 138) Er eignet sich fur die Prufung der optischen Leistung eines Doppelfernrohrs, da mit ihm zugleich die Parallelitat der optischen Achsen gepruft werden kann Als Ersatz des Fernziels dient ein Doppelkollimator A, dessen beide Rohre und Visierlinien in starrer Verbindung und parallel sind und dessen Objektiven zwei entgegengesetzt drehbare rhombische Prismen $p_l\,p_r$ vorgelagert sind, um A an den Objektivabstand des zu untersuchenden Fernrohrs B anpassen zu konnen Auf der (entgegengesetzten) Bildseite von B wird ein Doppelrichtfernrohr C mit schwacher Vergroßerung aufgestellt, dessen Rohre und Visierlinien ebenfalls in starrer Verbindung und parallel sind und dessen Objektive genugend groß sind, daß auch bei Einstellung von B fur verschiedene Augenabstände die aus B austretenden Achsenstrahlen noch von C aufgenommen werden In den Brennebenen a_l, a_r, c_l, c_r sind außer den Fadenkreuzen waagrechte Teilungen fur Winkelmessungen vorgesehen, die nach den Winkeln abgestuft und beziffert sind, unter denen die von den betreffenden Strichen ausgehenden Strahlen nach dem Austritt aus dem zugehorigen Objektiv gegen die Visierachse von A bzw C geneigt sind Es sei noch bemerkt, daß statt des Doppelkollimators auch eine genugend entfernte Tafel mit entsprechenden Teilungen verwandt werden kann Sind die beiden optischen Achsen von B einander parallel, so mussen die beiden parallelen Visierlinien von A nach dem Durchgang durch B noch parallel sein Steht also das Fadenkreuz in c_r auf das Bild des Kreuzes in a_r ein, so muß auch das Kreuz in c_l auf das Bild des Kreuzes in a_l einstehen Nun braucht die Parallelitat nicht streng erreicht zu sein, die Augen konnen sich ohne Zwang auf maßig abweichende Blickrichtungen einstellen, namentlich nach innen entsprechend der Einstellung fur die Nahe durfen die Augenachsen um großere Winkel verschwenkt sein Man bringt daher in c_l ein Grenzrechteck an, innerhalb dessen das Bild des Kreuzes einstehen muß Bei Prismenfernrohren kann infolge von Fehlern der Prismen oder ihrer Lagerung das Bild in achsensenkrechter Ebene verdreht sein, man erkennt dies daran, ob die Fadenkreuzbilder in a mit den Fadenkreuzen in c gleichgerichtet sind Namentlich kommt es darauf an, daß kein Unterschied in den Verdrehungen fur die rechte und linke Seite vorhanden ist Den Unterschied in den Vergroßerungen erhalt man aus den Messungen der Vergroßerungen fur den rechten und linken Teil von B Ist C unmittelbar auf A gerichtet, so stimmen die Bilder der Winkelteilungen in a_l und a_r nach der Große mit den Winkelteilungen in c_l und c_r uberein, 1° entspricht wieder 1°, ist aber ein Doppelfernrohr B mit 5facher Vergroßerung zwischengeschaltet, so sind die Bilder der Winkelteilungen 5mal vergroßert, 1° in a_l und a_r entspricht 5° in c_l und c_r

Abb 138 Das Gerat von ZEISS zur Prufung von Doppelfernrohren

Auch das Verhaltnis von Eintritts- und Austrittspupille gibt die Vergroßerung Die Austrittspupille hat man ohnehin zu messen, da sie die Helligkeit bestimmt Zu dem Zweck schaltet man vor das betreffende Objektiv von C eine

[1] SHACKLETON, Proc Opt Convention 2, S 138 (1912), SMITH, J Opt Soc Amer 2 3, S 76 (1919), RAIBAUD, Rev d'Opt 1, S 481 (1922)

Lupe D und schiebt C so weit zuruck, daß ein scharfes Bild der Austrittspupille in c_l bzw c_r entsteht Bei einer Brennweite von D von 57,3 mm kann die Winkelteilung in c_l bzw c_r ohne weiteres als mm-Teilung zum Messen des Durchmessers der Austrittspupille dienen Diese Einrichtung ist auch fur hollandische Fernrohre mit virtueller Austrittspupille brauchbar Wenn man nicht sicher ist, daß die Objektivfassung von B als Eintrittspupille wirkt, indem Blenden dahinter den Achsenstrahlenquerschnitt verringern, setzt man eine kleinere Blende vor B und stellt fest, wievielmal diese großer ist als ihr von B entworfenes Bild Die nach den beiden Verfahren ermittelten Vergroßerungen werden zuweilen nicht genau ubereinstimmen (S 129) Um das dingseitige Gesichtsfeld zu messen, schiebt man C beiseite und beobachtet unter Hineinschauen in B, welches Stuck der Winkelteilung in a_l bzw a_r durch die Gesichtsfeldblende von B ausgeschnitten wird Bei hollandischen Fernrohren muß bei der Gesichtsfeldmessung eine kleine Blende am Augenort angebracht werden, gewohnlich setzt man sie 10 mm hinter die Augenlinse, außerdem muß darauf geachtet werden, daß das Kollimatorobjektiv nicht das Gesichtsfeld abblendet und bei der weit zuruckliegenden Eintrittspupille dieses Fernrohrs nicht merkliche Verzeichnung besitzt Bei den Messungen aller dieser Bestimmungsgroßen ist darauf zu achten, daß die Okulare von B fur den Austritt von Parallelbundeln eingestellt sind, man bewirkt dies unabhangig von dem Augenzustande des Beobachters, wenn man die Okulare von B so einstellt, daß die Fadenkreuze in a_l bzw a_r ohne Parallaxe auf die Kreuze in c_l bzw c_r abgebildet werden Damit wird zugleich der Nullpunkt der Dioptrienteilung der Okulare von B gepruft

Endlich sei noch auf die Messung der Lichtdurchlassigkeiten von Objektiven und Fernrohren hingewiesen[1] Beim Fernrohr bestimmt man die Beleuchtungsstarke der Austrittspupille, MOFFITT und TAYLOR ziehen aber vor, die des Fernrohrbildes zu messen Ein Kollimator liefert bei ihrem Verfahren ein entferntes Objekt von kleiner Große, dessen Helligkeit mit einem Photometer einmal unmittelbar, das andere Mal nach Einschalten des Fernrohrs gemessen wird Das Photometer enthalt ein Fernrohr mit der Vergroßerung 1, dessen Austrittspupille durch eine Blende kleiner als die des zu untersuchenden Fernrohrs gehalten wird Fur die Messung der Lichtdurchlassigkeit von Prismen siehe noch BAROT[2]

---

[1] KRÜSS, Z f Instrk 23, S 8 (1903), CHELSHIRE, Proc Opt Conv 2, S 34 (1912), WRIGHT, J Opt Soc of Amer 2—3, S 65 (1919), GUILD, Trans Opt Soc 23, S 205 (1921/2), MOFFITT, J Opt Soc Amer 4, S 83 (1920), J Franklin Inst 190, S 260 (1920), PELZER, Diss Aachen 1926, Z f Instrk 46, S 354 (1926), HRDLIČKA, C R 189, S 153 (1929), Rev d'Opt 9, S 149 (1930), MOFFITT u TAYLOR, J Opt Soc Amer 8, S 511 (1924), MOURASHINSKY, Optik des Handfernrohrs Leningrad 1925 (russisch)

[2] Rev d'Opt 3, S 459 (1924)

Kapitel 3

Spektroskopie.

Von

C. Runge †-Göttingen

Ergänzt von K. W. Meissner-Frankfurt a. M.

Mit 24 Abbildungen

a) Theorie der Lichtbrechung durch Prismen.

1. Zerlegung des Lichtes. Um eine Lichtquelle auf ihre farbigen Bestandteile hin zu untersuchen, haben wir uns verschiedene Aufgaben zu stellen. Vor allem müssen wir Mittel finden, um die verschiedenen Farben voneinander zu trennen. Die nächste Aufgabe ist dann, die verschiedenfarbigen Bestandteile nach Schwingungszahl und Intensität zu messen.

Das erste Ziel wird erreicht durch jedes Experiment, bei dem das Licht je nach seiner Farbe sich verschieden verhält oder, genauer gesprochen, bei dem das Verhalten des Lichtes eine Funktion seiner Wellenlänge ist. Es stehen uns eine große Menge verschiedener Wege offen, aber die Praxis hat darunter nur zwei als hervorragend brauchbar erkannt: die Brechung und die Beugung des Lichtes.

2. Die Brechung des Lichtes beruht auf dem Umstande, daß die Lichtgeschwindigkeit in verschiedenen durchsichtigen Medien verschieden sein kann, und die bei der Brechung auftretende Farbenzerstreuung wieder darauf, daß das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeiten in den beiden Medien mit der Farbe des Lichtes sich ändern kann. Wir betrachten zunächst die Brechung für Licht einer bestimmten Farbe.

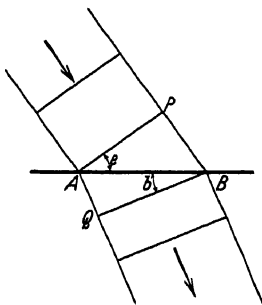



Abb. 1. Brechung einer Lichtwelle an einer ebenen Fläche.

Grenzt ein Medium mit einer ebenen Grenzfläche an ein zweites und ist für Licht von einer bestimmten Schwingungszahl die Lichtgeschwindigkeit und damit also die ihr proportionale Wellenlänge in dem zweiten Medium z. B. kleiner als in dem ersten, so werden ebene Lichtwellen, die in dem ersten Medium schräg auf die Grenzfläche fallen, gebrochen in der durch die Abbildung dargestellten Weise. Die Wellenebenen und die Grenzfläche sind dabei senkrecht zur Ebene der Zeichnung gedacht. Die Wellenlänge PB im ersten Medium wird im zweiten Medium auf AQ verkleinert, und die Winkel der Wellenebenen mit der Grenzfläche stehen in der Beziehung

$$\frac{\sin PAB}{\sin ABQ} = \frac{PB}{AQ} = \frac{v_1}{v_2},$$

wenn v_1 und v_2 die Lichtgeschwindigkeiten im ersten und zweiten Medium bedeuten Den Winkel *PAB* nennen wir den Eintrittswinkel, den Winkel *ABQ* den Brechungswinkel und bezeichnen sie mit e und b Konstruieren wir auf der Grenzflache die Normale nach der Seite hin, nach der die Lichtbewegung lauft, so konnen wir Eintritts- und Brechungswinkel auch als die Winkel definieren, die der einfallende und der gebrochene „Strahl“ mit dieser Normalen bilden

Das durch die Gleichung (1) ausgedruckte Brechungsgesetz besagt, daß der Sinus des Einfallswinkels sich zum Sinus des Austrittswinkels verhalt wie die Lichtgeschwindigkeit im ersten Medium zu der im zweiten Beide Winkel sind spitz, und es ist daher $e > b$, wenn $v_1 > v_2$, dagegen $e < b$, wenn $v_1 < v_2$

3 Das Brechungsdreieck Wir wollen das Brechungsgesetz noch durch eine zweite Abbildung darstellen, in der wir die beiden Strahlen durch Vektoren reprasentieren, deren Betrag den Wellenlangen in beiden Medien umgekehrt proportional ist, und beide Vektoren von einem Punkte O aus abtragen OE sei der einfallende, OB der gebrochene Strahl und $OE/OB = v_2/v_1$ Das Brechungsgesetz laßt sich dann so aussprechen, daß die dritte Seite des Dreiecks OEB, die Verbindungslinie EB, auf der Grenzflache senkrecht stehen muß Wir nennen OEB das Brechungsdreieck Es treten aber zwei verschiedene Falle auf, je nachdem $e > b$ oder $b > e$ Im ersten Fall hat EB die Richtung vom ersten zum zweiten Medium, im zweiten Fall die vom zweiten zum ersten Wir wollen im ersten Fall von einer positiven Brechung sprechen, im zweiten von einer negativen Im ersten Fall, in der die reziproke Lichtgeschwindigkeit zunimmt, wird durch die Brechung der Strahl der Normalen genahert, im zweiten Fall, wo die reziproke Lichtgeschwindigkeit abnimmt, wird er von der Normalen entfernt

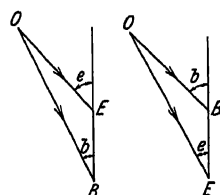



Abb 2 Brechungsdreiecke

4 Brechung durch ein Prisma Wollen wir nun den Durchgang eines Strahles durch ein Prisma verfolgen, bei dem der gebrochene Strahl auf eine zweite Grenzflache trifft, durch die er mit einer der ersten Brechung im Vorzeichen entgegengesetzten Brechung wieder in das erste Medium eintritt, so erlaubt die Konstruktion der Abb 3, die eintretenden Richtungen zu ubersehen Wir nehmen zunachst an, daß die Normalen der beiden brechenden Flachen mit dem einfallenden Strahl in einer Ebene liegen, mit anderen Worten, daß die Schnittlinie der beiden Grenzflachen (die sog brechende Kante des Prismas) auf dem eintretenden Strahl senkrecht steht, und daß die Lichtgeschwindigkeit im Prisma kleiner ist als die im umgebenden Medium Da die zweite Brechung negativ ist, so haben wir BE' der Richtung der zweiten Normale entgegengesetzt zu ziehen und $OE' = OE$ zu machen, dann stellt der Vektor OE' den aus dem Prisma austretenden Strahl dar Der Winkel EOE' ist die Gesamtablenkung und EBE' der brechende Winkel des Prismas Das Verhaltnis $OB/OE = v_1/v_2 = n$ heißt der Brechungsindex des zweiten Mediums gegen das erste

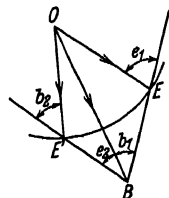



Abb 3 Brechungsdreiecke eines Prismas

5 Veranderung der Ablenkung mit der Lage des Prismas zum einfallenden Strahl Drehen wir das Prisma um seine brechende Kante und denken wir uns dabei die Richtung des einfallenden Lichtes so geandert, daß der im Prisma verlaufende Strahl seine Richtung OB beibehalt, dann rucken die Punkte E und E' auf dem mit dem Radius OE um O beschriebenen Kreisbogen in gleichem Sinne entlang Es ist unmittelbar zu sehen, daß die Gesamtablenkung EOE' am kleinsten ist, wenn OB den Winkel EBE' halbiert, wenn also der einfallende und der aus dem Prisma austretende Strahl zu den brechenden Flachen symmetrisch

liegen Denn wenn BE sich um den Winkel $d\varphi$ um B dreht, so verschiebt sich E um

$$ds = \frac{BE\, d\varphi}{\cos e_1}$$

Je größer b_1, um so größer werden BE und e_1, um so größer also auch $BE/\cos e_1$, und analog verschiebt sich E' um

$$ds' = \frac{BE'\, d\varphi}{\cos b_2},$$

und $BE'/\cos b_2$ ist um so größer, je größer e_2 Mit anderen Worten bei der Drehung des Winkels $E'BE$ um B wird von den beiden Punkten E und E' derjenige sich rascher verschieben, der von der Linie OB weiter entfernt ist Daraus folgt, daß der Bogen EE' sich von der zu OB symmetrischen Lage aus bei der Drehung vergrößert, nach welcher Seite man auch dreht

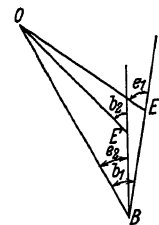



Abb 4 Brechungsdreiecke eines Prismas und der Durchgang des Strahles durch das Prisma

Den größten Winkel EOE' erhalt man, wenn BE oder BE' den Kreisbogen berührt, d h bei streifendem Ein- bzw Austritt des Strahles In diesem Grenzfall ist $\sin b_1 = v_2/v_1$ oder $\sin e_2 = v_2/v_1$ Wenn der Sinus des Brechungswinkels EBE' kleiner ist als v_2/v_1, so konnen E und E' auch auf derselben Seite von OB liegen Wir werden dann gut tun, e_2 und b_2 Vorzeichen zu geben, die denen von e_1 und b_1 entgegengesetzt sind, damit auch in diesem Falle $b_1 + e_2$ der brechende Winkel und $e_1 + b_2 - (b_1 + e_2)$ die Gesamtablenkung sei Abb 4 zeigt fur einen solchen Fall den Querschnitt des Prismas und den Durchgang des Lichtes zugleich mit den Brechungsdreiecken

6 Das Minimum der Ablenkung Das Minimum der Ablenkung tritt ein, wenn $e_1 = b_2$ und $b_1 = e_2$, daher $b_1 = \alpha/2$ (α gleich brechender Winkel) und $e_1 = \frac{D+\alpha}{2}$ (D gleich Gesamtablenkung) und wegen des Brechungsgesetzes

$$\sin\frac{D+\alpha}{2} = n \sin\frac{\alpha}{2}$$

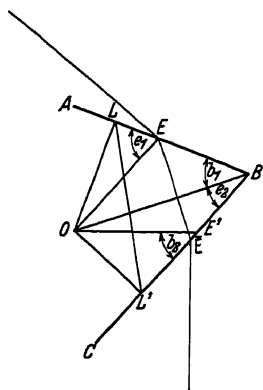



Abb 5 Zusammenhang des Austritts- und Eintrittswinkels beim Prisma

Nach dieser Gleichung berechnet sich der Brechungsindex n aus den Messungen der Gesamtablenkung D und des Brechungswinkels α (Methode von FRAUNHOFER)

7 Zweite graphische Konstruktion der Ablenkung durch ein Prisma Statt durch das in Ziffer 4 geschilderte Verfahren kann man die Brechung eines Lichtstrahles durch ein Prisma auch auf folgende Weise konstruieren Es stelle in Abb 5 ABC den Querschnit des Prismas senkrecht zur brechenden Kante dar, die durch B lauft Der Strahl treffe die erste brechende Flache in E Wir konstruieren das Dreieck BEO, in dem sich die Seiten EO und BO wie 1 zu n verhalten Von E aus ziehen wir $E\bar{E}$ senkrecht zu BO und schlagen mit OE einen Kreisbogen um O bis zum Radius OE' Der austretende Strahl verlaßt dann die zweite brechende Flache bei $\bar{E}$ in der Richtung senkrecht zu OE' In $OEBE'$ erkennen wir die fruhere Abb 3 der beiden Brechungsdreiecke wieder, nur daß sie um 90° gedreht ist, entsprechend den Richtungen der drei Strahlen Fallt man von O aus Lote OL und OL' auf die brechenden Flachen, so ist $BLOL'$ ein Kreisviereck mit dem Durchmesser $BO = n\,OE$ und, da in dem Dreieck LOL' die Seiten OL,

OL', LL' den Peripheriewinkeln b_1, e_2, α (brechender Winkel $= b_1 + e_2$) gegenuberliegen, so sind sie gleich

$$OL = OB \sin b_1 = OE\, n \sin b_1 = OE \sin e_1 ,$$
$$OL' = OB \sin e_2 = OL\, n \sin e_2 = OE \sin b_2 ,$$
$$LL' = OB \sin\alpha = OE\, n \sin\alpha ,$$

und mithin ist nach dem Kosinussatz

$$\sin^2 e_1 + \sin^2 b_2 + 2 \sin e_1 \sin b_2 \cos\alpha = n^2 \sin^2\alpha ,$$

eine Formel, die unmittelbar die beiden Winkel e_1 und b_2 miteinander verknupft, ohne daß man b_1 und e_2 zu betrachten braucht

8 Allgemeine Berechnung des Brechungsindex Um allgemein aus den Messungen von e_1, b_2, $\alpha = e_2 + b_1$ und $D = e_1 + b_2 - \alpha$, die sich mit dem Spektrometer ausfuhren lassen, den Brechungsindex $n = v_1/v_2$ zu berechnen, formt man am besten die beiden Gleichungen

$$\sin e_1 = n \sin b_1 ,$$
$$\sin b_2 = n \sin e_2$$

um, indem man sie zueinander addiert und voneinander subtrahiert Nach Weglassung des Faktors 2 erhalt man dann

$$\sin\frac{e_1 + b_2}{2} \cos\frac{e_1 - b_2}{2} = n \sin\frac{b_1 + e_2}{2} \cos\frac{b_1 - e_2}{2} ,$$
$$\sin\frac{e_1 - b_2}{2} \cos\frac{e_1 + b_2}{2} = n \sin\frac{b_1 - e_2}{2} \cos\frac{b_1 + e_2}{2}$$

In diesen beiden Gleichungen sind n und $\frac{b_1 - e_2}{2}$ die beiden Unbekannten, da wir e_1, b_2, $b_1 + e_2 = \alpha$ als gemessen annehmen Durch Division der linken und rechten Seiten hat man dann

$$\operatorname{tg}\frac{e_1 - b_2}{2} \operatorname{cotg}\frac{e_1 + b_2}{2} = \operatorname{tg}\frac{b_1 - e_2}{2} \operatorname{cotg}\frac{b_1 + e_2}{2}$$

oder

$$\operatorname{tg}\frac{b_1 - e_2}{2} = \operatorname{tg}\frac{e_1 - b_2}{2} \operatorname{cotg}\frac{D + \alpha}{2} \operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}$$

Aus dieser Gleichung ergibt sich $\frac{b_1 - e_2}{2}$ und damit

$$n = \frac{\sin\frac{D+\alpha}{2} \cos\frac{e_1 - b_2}{2}}{\sin\frac{\alpha}{2} \cos\frac{b_1 - e_2}{2}} = \frac{\sin\frac{e_1 - b_2}{2} \cos\frac{D+\alpha}{2}}{\cos\frac{\alpha}{2} \sin\frac{b_1 - e_2}{2}}$$

Sind $\frac{e_1 - b_2}{2}$ und $\frac{b_1 - e_2}{2}$ klein genug, d h ist man der symmetrischen Stellung nahe genug, so kann man bei Vernachlassigung eines Bruchteils von n von der Große

$$\frac{1}{2}\left(\frac{b_1 - e_2}{2}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{b_1 - b_2}{2}\right)^2 = -\frac{1}{2}\left(\frac{e_1 - b_2}{2}\right)^2 \left(1 - \frac{\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}}{\operatorname{tg}\frac{D+\alpha}{2}}\right)$$

(bis auf Großen vierter Ordnung) die Formel anwenden, die fur das Minimum der Ablenkung gilt,

$$n = \frac{\sin\frac{D+\alpha}{2}}{\sin\frac{\alpha}{2}}$$

Selbst wenn z B e_1 und b_2 um einen Grad voneinander abweichen, so wird der Wert von n auf einen Bruchteil richtig sein, der kleiner ist als $1 \cdot 10^{-5}$

9 Ablenkung durch zwei Prismen Wird der aus dem Prisma austretende Strahl durch ein zweites Prisma, dessen brechende Kante der des ersten parallel ist, abermals abgelenkt, so kann der weitere Verlauf des Strahles durch eine Erweiterung der Abb 3

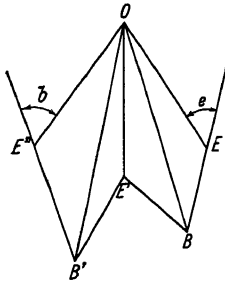



Abb 6 Brechungsdreiecke bei zwei Prismen

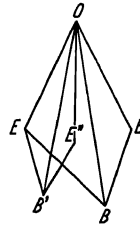



Abb 7 Entgegengesetzte Brechungsdreiecke zweier Prismen

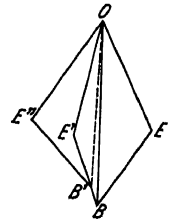



Abb 8 Brechungsdreiecke zweier aneinanderliegender Prismen

dargestellt werden, wie Abb 6 zeigt BE' und $B'E''$ geben die Richtungen der Normalen der brechenden Flachen des zweiten Prismas an OB' ist die Richtung des Strahles im Innern des zweiten Prismas und OE'' die Richtung des aus dem zweiten Prisma austretenden Strahles Es ist $OE = OE' = OE''$, und OB'/OE ist der Brechungsindex des zweiten Prismas, so daß, wenn beide Prismen aus demselben Material bestehen, $OB = OB'$ ist In dem Falle der Abb 6 hat die Ablenkung, die das zweite Prisma hervorruft, den gleichen Sinn wie die des ersten Den anderen Fall stellt Abb 7 dar Wir wollen noch den Fall zeichnen, wo das zweite Prisma sich an das erste anlegt so daß die erste brechende Flache des zweiten Prismas mit der zweiten des ersten Prismas zusammenfallt Die Brechungsexponenten der beiden Prismen sollen indessen voneinander verschieden sein (Abb 8) Wurden die Brechungsindizes gleich angenommen, so wurden B und B' zusammenfallen Dann wirken die beiden Prismen wie eins mit dem brechenden Winkel EBE'' und der Gesamtablenkung EOE'' Da der OE' entsprechende Strahl nicht zur Erscheinung kommt, so kann man dann die Linien OE' und $E'B'$ fortlassen

Abb 9 Brechungsdreiecke beim geradsichtigen Prisma

10 Das geradsichtige Prisma Endlich wollen wir noch den Fall dreier Prismen zeichnen, die aneinandergelegt sind und keine Gesamtablenkung geben Das erste und dritte Prisma sollen gleichen, das zweite einen großeren Brechungsindex haben (Abb 9) Die Wirkung des ersten Prismas wird durch das Viereck $OEBE'$ dargestellt, die des zweiten durch $OE'B'E''$ und die des dritten durch $OE''B''E$ OB, OB', OB'' sind die Richtungen des Strahles im Innern der drei Prismen, wahrend OE die Richtung beim Eintritt in das erste Prisma und beim Austritt aus dem dritten darstellt

11 Schrager Durchgang durch ein Prisma Es moge nun der allgemeine Fall des Durchgangs durch ein Prisma betrachtet werden, wenn der einfallende

Strahl nicht auf der brechenden Kante senkrecht steht. Die Abb. 3 stellt auch in diesem Fall den Verlauf des Strahles dar. Nur liegt jetzt die Normale BE' der zweiten brechenden Fläche nicht mehr in der Einfallsebene OEB, in welcher der Strahl sowohl vor seinem Eintritt in das Prisma wie während seines Laufes durch das Prisma verläuft, so daß die Austrittsebene $OE'B$ nicht mehr mit der Eintrittsebene zusammenfällt. Es bleibt aber $OE = OE'$, da ihr Verhältnis zu OB durch den Brechungsindex bestimmt ist, und EBE' bleibt, da BE und BE' die Normalen der brechenden Flächen sind, zur brechenden Kante des Prismas senkrecht. Wir können uns die Abb. 3 so vorstellen, daß $E'BE$ in der Ebene der Zeichnung liegt, während O den Mittelpunkt einer Kugel vom Radius $OE = OE'$ darstellt, die von der Ebene $E'BE$ nicht mehr in einem größten Kreise, sondern in einem kleineren Kreise geschnitten wird. Der Mittelpunkt dieses Kreises ist der Fußpunkt des von O auf die Zeichenebene gefällten Lotes. Daraus folgt unmittelbar, daß der eintretende und der austretende Strahl (OE und OE') mit der Zeichenebene, also auch mit der brechenden Kante (die ja auf der Zeichenebene senkrecht steht), gleiche Winkel bilden. Die senkrechten Projektionen der Strahlen OE und OE' auf die Zeichenebene liegen genau so wie in dem oben betrachteten Fall die Strahlen selbst. Bezeichnet also ε den Winkel, welchen OE und OE' mit der Zeichenebene machen, und β den Winkel, welchen OB, d. h. der im Prisma verlaufende Strahl, mit der Zeichenebene macht, so sind $OE\cos\varepsilon$, $OE'\cos\varepsilon$, $OB\cos\beta$ die Projektionen auf die Zeichenebene, d. h. es ist

$$\frac{OB\cos\beta}{OE\cos\varepsilon} = \frac{v_1}{v_2}\,\frac{\cos\beta}{\cos\varepsilon} = n\,\frac{\cos\beta}{\cos\varepsilon}.$$

Für die Projektionen auf die Zeichenebene haben wir mithin denselben Verlauf, als ob wir es mit einem Brechungsindex $\nu = n\frac{\cos\beta}{\cos\varepsilon}$ zu tun hätten.

Das Lot von O auf die Zeichenebene ist sowohl gleich $OB\sin\beta$ wie gleich $OE\sin\varepsilon$, daher $\sin\varepsilon/\sin\beta = OB/OE = n$ und folglich

$$\nu^2 = n^2\,\frac{1-\sin^2\beta}{\cos^2\varepsilon} = \frac{n^2}{\cos^2\varepsilon} - \frac{1}{\cos^2\varepsilon} + 1$$

oder

$$(\nu^2 - 1) = \frac{(n^2-1)}{\cos^2\varepsilon}$$

oder

$$\nu^2 - n^2 = (n^2-1)\,\mathrm{tg}^2\,\varepsilon\,.$$

Je größer also der Winkel ε, den der einfallende Strahl mit der brechenden Kante bildet, um so größer ist der Brechungsindex ν anzusetzen, nach dem die Projektionen auf der zur brechenden Kante senkrechten Ebene verlaufen.

Die Gesamtablenkung D ist der Winkel, den die Richtung OE' des austretenden Strahles mit der Richtung OE des eintretenden bildet. Bedeutet D' den Winkel zwischen den Projektionen auf die Zeichenebene, so ist der Zusammenhang zwischen D und D' unmittelbar durch die Betrachtung der halben Sehne $\frac{1}{2}EE'$ der räumlich aufgefaßten Abb. 3 gegeben. Denn einmal ist sie gleich

$$OE\sin D/2$$

und andererseits gleich

$$OE\cos\varepsilon\sin D'/2.$$

Mithin ist

$$\sin D/2 = \sin D'/2\cos\varepsilon.$$

Die Abb. 3, räumlich aufgefaßt, zeigt uns auch, daß bei einem gegebenen brechenden Winkel EBE' und gegebenem Brechungsindex $n = OB/OE$ das Minimum der Ablenkung $\sphericalangle EOE'$ eintritt, wenn B, E, O, E' in einer Ebene liegen und BO mit BE

und BE' gleiche Winkel bildet. Denn wenn wir BO und die Kugel um O mit dem Radius BO/n festhalten und den Winkel EBE' beliebig um B bewegen, wo E und E' die Punkte bedeuten, in denen die Schenkel des Winkels die Kugel von B aus zum erstenmal treffen, so wird der Winkel EOE' in jener symmetrischen Lage so klein wie möglich. Wenn man daher durch ein Prisma auf einen im Unendlichen parallel der brechenden Kante liegenden Spalt blickt, so wird er gekrümmt erscheinen, und zwar konkav nach der brechenden Kante hin. Denn die Blickrichtung wird um so weiter von der dem einfallenden Strahl entgegengesetzten Richtung abweichen, je stärker er abgelenkt wird.

12. Krümmung der Linien eines Prismenspektrums. Denken wir uns einen Spalt parallel der brechenden Kante, von dem einfarbiges Licht ausgeht, das durch eine Linse parallel gemacht wird. Das von der Mitte des Spaltes ausgehende Licht soll senkrecht zur brechenden Kante eines Prismas aus der Linse austreten und auf die eine Fläche des Prismas fallen, während die von den anderen Spaltpunkten herrührenden parallelen Lichtbündel gegen die brechende Kante geneigt sind. Nach dem Durchgang durch das Prisma sollen die Bündel durch eine zweite Linse in ihrer Brennebene punktförmig vereinigt werden. Die Achse der Linse sei dabei senkrecht zur brechenden Kante, so daß der Mittelpunkt des Spaltes in der Achse abgebildet wird. Das Bild des Spaltes erscheint dann gekrümmt. Wir wollen die Gestalt des Bildes untersuchen.

Ein Strahl, der gegen die zur brechenden Kante senkrechte Ebene geneigt ist, möge den Winkel ε mit ihr machen. Wir denken ihn uns auf diese Ebene senkrecht projiziert. Die senkrechte Projektion durchläuft das Prisma, wie in Ziff. 11 gezeigt wurde, gerade so, als ob sie ein Prisma von derselben Form, aber mit einem anderen Brechungsindex ν durchliefe, wo

$$\nu^2 - n^2 = (n^2 - 1)\,\mathrm{tg}^2\varepsilon .$$

Bezeichnen wir den Einfallswinkel der Projektion mit e_1 und den Austrittswinkel mit b_2', während b_2 den Austrittswinkel eines Strahles bezeichnet, der in der Projektionsebene mit demselben Einfallswinkel e_1 durch das Prisma abgelenkt wird, so ist nach Ziff. 7

$$\sin^2 e_1 + 2\sin e_1 \sin b_2 \cos\alpha + \sin^2 b_2 = n^2 \sin^2\alpha$$

und

$$\sin^2 e_1 + 2\sin e_1 \sin b_2' \cos\alpha + \sin^2 b_2' = \nu^2 \sin^2\alpha .$$

Durch Subtraktion der beiden Gleichungen erhalten wir

$$\sin^2 b_2' - \sin^2 b_2 + 2\sin e_1 \cos\alpha\,(\sin b_2' - \sin b_2) = (\nu^2 - n^2)\sin^2\alpha .$$

Wenn man der Kürze halber

$$\sin b_2' - \sin b_2 = u, \qquad \text{also} \qquad \sin^2 b_2' - \sin^2 b_2 = u\,(u + 2\sin b_2)$$

setzt, so erhält man für u die quadratische Gleichung

$$u^2 + 2(\sin b_2 + \sin e_1 \cos\alpha)\,u = (\nu^2 - n^2)\sin^2\alpha$$

und damit

$$u = \sqrt{(\nu^2 - n^2)\sin^2\alpha + (\sin b_2 + \sin e_1\cos\alpha)^2} - (\sin b_2 + \sin e_1 \cos\alpha) .$$

Die Wurzel ist mit dem positiven Vorzeichen zu nehmen, weil u für $\nu = n$ verschwindet. Zur bequemeren Berechnung führe man den Hilfswinkel β ein gemäß

$$\mathrm{tg}\,\beta = \frac{\sqrt{\nu^2 - n^2}\,\sin\alpha}{\sin b_2 + \sin e_1 \cos\alpha},$$

dann ist

$$u = \sin b_2' - \sin b_2 = \operatorname{tg}\frac{\beta}{2}\sin\alpha\sqrt{\nu^2 - n^2}$$

oder, wenn man fur $\nu^2 - n^2$ seinen Ausdruck in ε einsetzt,

$$\sin b_2' - \sin b_2 = \operatorname{tg}\frac{\beta}{2}\sin\alpha\sqrt{n^2-1}\,\operatorname{tg}\varepsilon\,,$$

wo

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{\sqrt{n^2-1}\,\sin\alpha}{\sin b_2 + \sin e_1\cos\alpha}\operatorname{tg}\varepsilon$$

Das Bild des Spaltes in der auf der Richtung b_2 senkrecht stehenden Fokalebene stellen wir in rechtwinkligen Koordinaten x, y dar Die x-Achse verlaufe senkrecht zur brechenden Kante, und der Anfangspunkt liege da, wo die vom Mittelpunkt des Spaltes ausgehenden Strahlen die Fokalebene treffen Ist f die Brennweite, so haben wir

$$x = f\operatorname{tg}(b_2' - b_2)\,,\qquad y = \frac{f}{\cos(b_2' - b_2)}\operatorname{tg}\varepsilon$$

Fur kleine Werte von ε ist β klein von derselben Ordnung, $\sin b_2' - \sin b_2$ und damit $b_2' - b_2$ sind von der Ordnung ε^2 Bei Vernachlassigung der Glieder von der Ordnung ε^4 haben wir dann

$$(b_2' - b_2)\cos b_2 = \frac{1}{2}\,\frac{\sin^2\alpha\,(n^2-1)}{\sin b_2 + \sin e_1\cos\alpha}\,\varepsilon^2$$

und somit angenahert

$$x = f m\varepsilon^2\,,\qquad y = f\varepsilon\,,$$

wo m der Kurze halber fur

$$\frac{1}{2}\,\frac{\sin^2\alpha\,(n^2-1)}{\cos b_2(\sin b_2 + \sin e_1\cos\alpha)}$$

geschrieben ist m ist das Verhältnis der halben Brennweite zum Krummungsradius der Linie im Nullpunkt

Sind die von der Mitte des Spaltes ausgehenden Strahlen beim Durchgang durch das Prisma im Minimum der Ablenkung, so ist $b_2 = e_1$ und $\sin e_1 = n\sin\alpha/2$ Wir erhalten dann in der Gleichung

$$\sin b_2' - \sin b_2 = \operatorname{tg}\frac{\beta}{2}\sin\alpha\sqrt{n^2-1}\,\operatorname{tg}\varepsilon$$

fur $\operatorname{tg}\beta$ den Ausdruck

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{\sqrt{n^2-1}}{n}\,\frac{\operatorname{tg}\varepsilon}{\cos\alpha/2}$$

Fur kleine Werte von ε gehen daher die Ausdrucke fur die Koordinaten der Spektrallinie uber in

$$x = f m\varepsilon^2\,,\qquad y = f\varepsilon\,,$$

wo

$$m = \operatorname{tg} e_1\,\frac{n^2-1}{n^2}$$

Bei den Spektroheliographen kommt es vor, daß man bei der Abbildung des Sonnenbildes den Winkel ε bis etwa 6°, also bis $\varepsilon = 0{,}1$ gehen laßt Die Vernachlässigung von ε^4 in dem Ausdruck fur x und von ε^3 in dem Ausdruck fur y bedeutet dann einen relativen Fehler von der Ordnung ε^2 Wenn also fur $\varepsilon = 0{,}1$ Fehler von der Ordnung eines Prozentes vermieden werden sollen, so reicht diese Annaherung nicht aus[1] Es hat aber gar keine Schwierigkeit, nach den genauen Gleichungen zu rechnen.

[1] Vgl W S Adams, The Curvature of the Spectral Lines in the Spectroheliograph Ap J 11, S 309 (1900)

Steht die Fokalebene nicht senkrecht auf der optischen Achse, so wird die Krümmung der Spektrallinie entsprechend geändert. Wird ferner Licht anderer Wellenlänge betrachtet, für das der vom Mittelpunkt des Spaltes durch die Mitte der ersten Linse laufende Strahl schräg zur optischen Achse aus der zweiten Linse austritt, so ist die Entfernung bis zum Bildpunkt an die Stelle von f zu setzen, wenn wir uns die Bildebene wieder senkrecht zu diesem Strahl denken.

Über die Krümmung der Spektrallinien beim Durchgang durch einen Prismensatz wird weiter unten gehandelt.

13. Minimum der Gesamtablenkung eines Strahles durch einen Prismensatz. Die Ablenkung eines Lichtstrahles durch zwei Prismen, auf deren zueinander parallelen brechenden Kanten er senkrecht steht, ist oben in Abb. 6 dargestellt worden. Die Gesamtablenkung D ist durch den Winkel EOE'' dargestellt. Aus der Abbildung erhellt sofort, daß die Gesamtablenkung D gleich ist der Summe des ersten Eintrittswinkels und des letzten Austrittswinkels, vermindert um den Winkel, den die erste Normale BE mit der letzen Normalen $B'E''$ macht. Denn man kann von der Richtung OE in die Richtung OE'' übergehen, indem man die Richtung OE zunächst in die Richtung EB, dann in die von $E''B'$ und endlich in die Richtung OE'' dreht. Wir sind dabei nicht daran gebunden, die Lichtgeschwindigkeit in den beiden Prismen oder auch in den Medien vor, zwischen und hinter den beiden Prismen gleich anzunehmen. Es müssen nur in der Abbildung die Längen OE, OB, OE', OB', OE'' den Lichtgeschwindigkeiten in den betreffenden Medien umgekehrt proportional sein. Man sieht unmittelbar, daß auch für beliebig viele Prismen dasselbe gelten muß. Die Gesamtablenkung unterscheidet sich von der Summe des ersten Eintrittswinkels und letzten Austrittswinkels nur um den Winkel, den die erste mit der letzten (p^{ten}) Normalen macht.

$$D = e_1 + b_p + \text{const}.$$

Bei Veränderung von e_1 ändert sich auch b_p, aber die Konstante bleibt dieselbe. Daraus folgt, daß die Gesamtablenkung D für verschiedene Eintrittswinkel nur dann ein Maximum oder Minimum haben kann, wenn

$$\frac{dD}{de_1} = 1 + \frac{db_p}{de_1} = 0, \quad \text{d. h.} \quad \frac{db_p}{de_1} = -1$$

ist, oder in Worten, wenn bei Drehung des einfallenden Strahles der letzte Austrittswinkel sich ebenso schnell, aber im entgegengesetzten Sinne ändert wie der erste Eintrittswinkel.

Um diesen Eintrittswinkel zu berechnen, muß b_p als Funktion von e_1 dargestellt werden. Das geschieht durch die Kette von Gleichungen

$$\frac{\sin e_1}{v_1} = \frac{\sin b_1}{v_2},$$

$$\frac{\sin e_2}{v_2} = \frac{\sin b_2}{v_3},$$

$$\cdots\cdots$$

$$\frac{\sin e_p}{v_p} = \frac{\sin b_p}{v_{p+1}},$$

wobei in der Regel $v_{p+1} = v_1$ sein wird, wenn der Strahl nach dem Durchgang durch die Prismen wieder in das erste Medium eintritt. Bei Veränderung von e_1 bleiben die Summen $b_1 + e_2$, $b_2 + e_3$, ..., $b_{p-1} + e_p$ unverändert. Denn das sind die Winkel zwischen den Richtungen aufeinanderfolgender Normalen oder, was dasselbe ist, zwischen aufeinanderfolgenden brechenden Flächen. Wir haben daher

$$\frac{de_k}{db_{k-1}} = -1.$$

Nun ist

$$\frac{db_k}{de_k} = \frac{v_{k+1}}{v_k} \frac{\cos e_k}{\cos b_k} = -\frac{db_k}{db_{k-1}} \qquad (k = 2 \ldots p)$$

Mithin

$$\frac{db_p}{de_1} = \prod_{k=2}^{p} \frac{db_k}{db_{k-1}} \frac{db_1}{de_1} = (-1)^{p-1} \frac{v_{p+1}}{v_1} \prod_{k=1}^{p} \frac{\cos e_k}{\cos b_k}$$

Da jedem Prisma zwei brechende Flächen entsprechen, so ist p gerade, und daher ergibt sich für ein Maximum oder Minimum der Gesamtablenkung die Gleichung

$$\frac{v_{p+1}}{v_1} \prod_{k=1}^{p} \frac{\cos e_k}{\cos b_k} = 1$$

oder für den Fall, wo $v_{p+1} = v_1$,

$$\prod_{k=1}^{p} \frac{\cos e_k}{\cos b_k} = 1$$

Die Berechnung des gesuchten Eintrittswinkels kann in der Weise geschehen, daß man zunächst durch Zeichnung für eine Reihe von Eintrittswinkeln e_1 die Gesamtablenkung D so genau, wie die Zeichnung es erlaubt, konstruiert Hat man so einen Winkel gefunden, wo D ein Minimum hat, so dient der betreffende

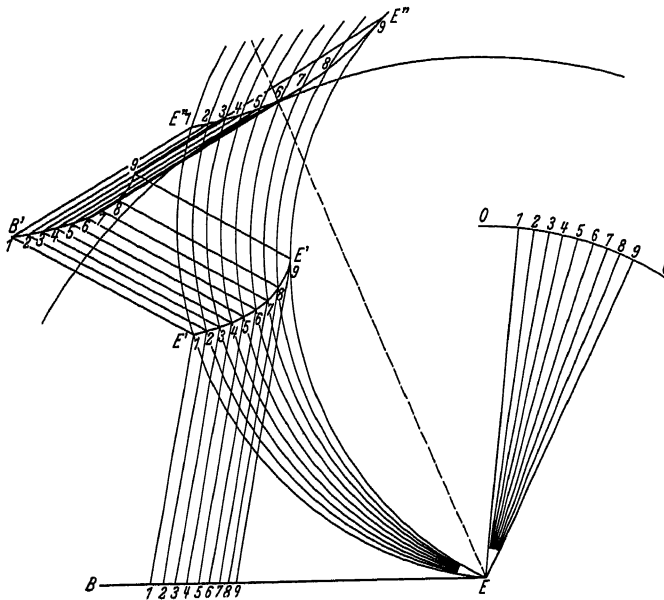



Abb 10 Minimum der Ablenkung, Fall zweier Prismen

Wert von e_1, da er noch nicht die erforderliche Genauigkeit haben wird, als erste Annäherung, mit der man nun den Wert von

$$\prod_{k=1}^{p} \frac{\cos e_k}{\cos b_k}$$

berechnet Die Abweichung dieses Wertes von 1 liefert dann in der bekannten Weise die Verbesserung des Näherungswertes von e_1 Die Zeichnung läßt sich

für eine größere Anzahl von Einfallswinkeln sehr rasch durchführen. Man hält dabei den Punkt E und die Grade EB fest, ändert dagegen die Punkte O, B, E' usw. in der Art, daß die Längen OE, OB, OE' usw. dieselben bleiben. Die Richtungen der Geraden BE', $E'B'$ usw. bleiben ebenfalls dieselben. Die verschiedenen Punkte O liegen also auf einem Kreisbogen um E vom Radius $1/v_1$. Die Punkte B werden dann gefunden, indem man mit dem Radius $1/v_2$ Kreisbogen um die Punkte O beschreibt und sie mit der Geraden EB schneidet. Durch die Reihe der Punkte B werden dann Parallelen in Richtung der zweiten Normale gezogen. Alsdann werden mit dem Radius $1/v_3$ um die Punkte O Kreisbogen geschlagen, von denen jeder mit der ihm entsprechenden Parallelen zum Schnitt gebracht wird usw. Die Gesamtablenkungen werden durch Kreisbogen dargestellt um die Punkte O, die alle von E ausgehen und den gleichen Radius besitzen. Die Größen der Ablenkungen können daher durch Kreisbogen, die um E geschlagen werden, miteinander verglichen werden. In Abb. 10 ist die Konstruktion für den Fall von zwei Prismen ausgeführt.

14. Astigmatismus. Fällt ein Bündel paralleler Lichtstrahlen gleicher Farbe auf eine ebene Trennungsfläche zweier optisch verschiedener Medien, so sind, wie wir gesehen haben, die gebrochenen Strahlen wieder einander parallel. Auch bei einer beliebigen Anzahl eben begrenzter, aufeinanderfolgender Medien muß also das in das letzte Medium tretende Bündel ebenfalls aus parallelen Lichtstrahlen bestehen oder, anders ausgedrückt, eine ebene Welle bleibt auch nach beliebig vielen Brechungen an ebenen Trennungsflächen homogener Medien eine ebene Welle.

Anders ist es, wenn die Lichtstrahlen von einem im Endlichen liegenden Punkte ausgehen oder, was dasselbe ist, wenn es sich um eine kugelförmige Welle handelt. Sie wird im allgemeinen nicht als Kugelwelle im letzten Medium heraustreten, die austretenden Lichtstrahlen werden sich nicht in einem Punkt schneiden, ein homozentrisches Strahlenbündel wird nach der Brechung ein nichthomozentrisches sein.

Von einem Punkte A in einem Medium von der Lichtgeschwindigkeit v_1 falle ein Lichtstrahl auf die ebene Begrenzung eines zweiten Mediums von der Lichtgeschwindigkeit v_2. Die Grenzfläche machen wir zur x, y-Ebene eines rechtwinkligen Koordinatensystems, dessen Anfangspunkt O wir in den Punkt legen, in dem der Strahl die Ebene trifft. Die x, z-Ebene legen wir durch den Punkt A. Wir wollen zunächst nur die Strahlen betrachten, die in der x, z-Ebene liegen und dem Strahl AO benachbart sind. Sie werden in dieser Ebene gebrochen. Der Weg eines benachbarten, bei der Abszisse x die Grenzfläche treffenden Strahles AP, soweit er im ersten Medium liegt, ist

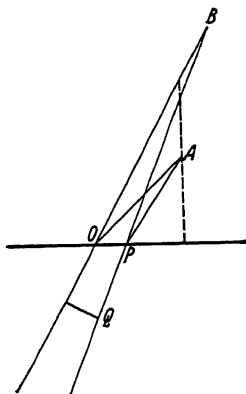



Abb. 11. Der Astigmatismus bei der Brechung an einer ebenen Fläche.

$$\sqrt{(x_a - x)^2 + z_a^2} = \sqrt{r_a^2 - 2x_a x + x^2},$$

wo $r_a = \overline{OA}$ gesetzt ist, oder nach Potenzen von x entwickelt

$$\overline{AP} = r_a - \frac{x_a}{r_a}x + \frac{1}{2}\frac{1}{r_a}\left(1 - \frac{x_a^2}{r_a^2}\right)x^2 + \cdots$$

Die Strahlen AP dringen mit veränderter Richtung in das zweite Medium ein. Die Lichtwelle, deren Normalen sie sind, wird in der x, z-Ebene durch einen Kreisbogen angenähert, der seinen Mittelpunkt in einem Punkte B des ersten Mediums haben wird (Abb. 11). Die Bedingung für die

Lage von B ist die, daß die von A ausgehende Lichtwelle zu gleicher Zeit an den verschiedenen Punkten des Kreisbogens eintrifft. Ist also PQ der Weg des gebrochenen Strahles bis zu dem Kreisbogen, so muß

$$\frac{AP}{v_1} + \frac{PQ}{v_2}$$

für die verschiedenen Lagen von P längs der brechenden Fläche möglichst konstant sein. Da nun $PQ = BQ - BP$ und BQ auf dem Kreisbogen immer denselben Wert hat, so muß auch

$$\frac{AP}{v_1} - \frac{BP}{v_2}$$

konstant sein.

Die Entwicklung nach Potenzen von x liefert für diese Größe

$$\frac{r_a}{v_1} - \frac{r_b}{v_2} - \left(\frac{x_a}{r_a v_1} - \frac{x_b}{r_b v_2}\right) x + \frac{1}{2}\left[\frac{1}{r_a v_1}\left(1 - \frac{x_a^2}{r_a^2}\right) - \frac{1}{r_b v_2}\left(1 - \frac{x_b^2}{r_b^2}\right)\right] x^2 + \cdots$$

Soll dies für hinreichend kleine Werte von x einen von x möglichst unabhängigen Wert haben, so müssen die Glieder niedrigster Ordnung in x so weit wie möglich zum Verschwinden gebracht werden. Das Glied erster Ordnung liefert die Bedingung

$$\frac{x_a}{r_a v_1} - \frac{x_b}{r_b v_2} = 0 \quad \text{oder} \quad \frac{\sin e}{v_1} = \frac{\sin b}{v_2},$$

das ist das Brechungsgesetz. Das Glied zweiter Ordnung liefert

$$\frac{\cos^2 e}{r_a v_1} = \frac{\cos^2 b}{r_b v_2}.$$

Daraus bestimmt sich die Lage des Punktes B. Die erste Gleichung liefert durch den Winkel b die Richtung von OB, und die zweite Gleichung bestimmt die Entfernung

$$OB = r_b = \frac{v_1}{v_2} r_a \frac{\cos^2 b}{\cos^2 e}.$$

Was die Lage der Strahlen außerhalb der x, z Ebene betrifft, so ist nur zu beachten, daß alles symmetrisch ist um eine durch A senkrecht zur brechenden Fläche gelegte Achse. Wir erhalten alle übrigen gebrochenen Strahlen, wenn wir die in der x, z-Ebene konstruierten, die angenähert durch B laufen, um diese Achse drehen. Da sie selbst die Achse schneiden, so tun das also auch alle übrigen Strahlen.

Der Punkt B liegt dagegen nicht auf der Achse und wird daher bei der Rotation einen Kreisbogen beschreiben. Der Punkt, wo OB die Achse schneidet, liegt im Abstand

$$r_b = r_a \frac{\sin e}{\sin b} = \frac{v_1}{v_2} r_a$$

von O. Ist, wie in Abb 11 angenommen, $v_2 < v_1$, so ist $e > b$, also $\cos^2 e < \cos^2 b$, mithin $OB > \frac{v_1}{v_2} r_a$. Von den beiden Brennlinien des gebrochenen Strahlenbündels liegt also die zur Einfallsebene senkrechte weiter zurück als die in der Einfallsebene.

Wenn dagegen $v_2 > v_1$ und damit $e < b$ und $\cos^2 e > \cos^2 b$, so wird $\overline{OB} < \frac{v_1}{v_2} r_a$. Der Punkt B liegt dann von O aus diesseits der Achse, und die zur Einfallsebene senkrechte Brennlinie des gebrochenen Strahlenbündels liegt nicht so weit zurück wie die in die Einfallsebene fallende. Der Astigmatismus des gebrochenen Lichtbündels kann durch den Abstand

$$\frac{v_1}{v_2} r_a \left(\frac{\cos^2 b}{\cos^2 e} - 1\right)$$

der beiden Brennlinien gemessen werden, wenn wir ihn in dem einen Falle positiv, im anderen Falle negativ rechnen

15 Winkeländerung der Strahlen infolge der Brechung Betrachten wir zwei von A in der Einfallsebene ausgehende Strahlen, die den Winkel $d\omega$ miteinander bilden, so ist $\frac{r_a\,d\omega}{\cos e}$ der Abstand der Punkte, in denen sie die brechende Fläche treffen Betrachten wir andererseits die beiden entsprechenden gebrochenen Strahlen, die den Winkel $d\omega'$ miteinander bilden, so wird derselbe Abstand ausgedruckt durch

$$\frac{r_b\,d\omega'}{\cos b}$$

Mithin ergibt sich für das Winkelverhältnis $d\omega'/d\omega$, das auch Winkelvergrößerung genannt wird, der Wert

$$\frac{d\omega'}{d\omega} = \frac{r_a}{r_b}\,\frac{\cos b}{\cos e} = \frac{v_2}{v_1}\,\frac{\cos e}{\cos b}$$

Zwei von A ausgehende, in der durch OA senkrecht zur Einfallsebene gelegten Ebene verlaufende Strahlen mögen auch den Winkel $d\omega$ miteinander bilden Dann ist $r_a\,d\omega$ der Abstand der Punkte, in denen sie die brechende Fläche treffen Ist nun $d\omega''$ der Winkel zwischen den entsprechenden gebrochenen Strahlen, so ist derselbe Abstand gleich $\bar{r}_b\,d\omega''$, d h gleich $\frac{v_1}{v_2}\,r_a\,d\omega''$, mithin

$$\frac{d\omega''}{d\omega} = \frac{v_2}{v_1}$$

Das gebrochene Strahlenbündel hat also in den beiden aufeinander senkrechten Ebenen die voneinander verschiedenen Winkelvergrößerungen

$$\frac{d\omega'}{d\omega} = \frac{v_2}{v_1}\,\frac{\cos e}{\cos b} \quad \text{und} \quad \frac{d\omega''}{d\omega} = \frac{v_2}{v_1}$$

16 Astigmatismus bei mehreren Brechungen Es möge nun berechnet werden, wie sich der Astigmatismus des Strahlenbündels ändert, wenn es auf weitere ebene brechende Flächen trifft, die wir aber alle parallel einer brechenden Kante voraussetzen, auf der das Strahlenbündel senkrecht steht Die Einfallsebenen sämtlicher Brechungen fallen dann zusammen, und wir können für sich die Brennlinien betrachten, die auf der Einfallsebene senkrecht stehen, und ebenso für sich die Brennlinien, die in der Einfallsebene liegen

Was zunächst die ersteren betrifft, so spielt für die zweite brechende Fläche der Punkt B dieselbe Rolle, die A für die erste gespielt hat Ist nun d_1 die Länge des gebrochenen Strahles zwischen der ersten und zweiten brechenden Fläche, so tritt bei der zweiten Brechung $r_b + d_1$ für r_a ein Wir schreiben daher

$$r_a' = r_b + d_1\,,$$

und indem wir r_b' die Entfernung der Brennlinie von der zweiten brechenden Fläche für das zweimal gebrochene Strahlenbündel nennen, erhalten wir analog der Gleichung für die erste Brechung

$$r_b = \frac{v_1}{v_2}\,r_a\,\frac{\cos^2 b_1}{\cos^2 e_1}$$

jetzt

$$r_b' = \frac{v_2}{v_3}\,r_a'\,\frac{\cos^2 b_2}{\cos^2 e_2} \qquad (r_a' = r_b + d_1)$$

und in gleicher Weise für die folgende Brechung

$$r_b'' = \frac{v_3}{v_4}\,r_a''\,\frac{\cos^2 b_3}{\cos^2 e_3} \qquad (r_a'' = r_b' + d_2)$$

usw

Die zugehorigen Winkelvergroßerungen sind fur die einzelnen aufeinanderfolgenden Brechungen

$$\frac{v_2}{v_1}\frac{\cos e_1}{\cos b_1}, \quad \frac{v_3}{v_2}\frac{\cos e_2}{\cos b_2}, \quad ,$$

fur das nach der $p$ten Brechung austretende Strahlenbundel also

$$\frac{v_{p+1}}{v_1}\prod_{k=1}^{p}\frac{\cos e_l}{\cos b_l}$$

Fur die in der Einfallsebene liegende Brennlinie fanden wir bei der ersten Brechung die Entfernung $\bar{r}_b$ von der brechenden Flache

$$r_b = \frac{v_1}{v_2} r_a$$

Analog finden wir fur die zweite Brechung

$$\bar{r}'_b = \frac{v_2}{v_3}\bar{r}'_a, \qquad (\bar{r}'_a = \bar{r}_b + d_1)$$

$$\bar{r}''_b = \frac{v_3}{v_4}\bar{r}''_a \qquad (\bar{r}''_a = \bar{r}'_b + d_2)$$

usw

Die Winkelvergroßerungen sind

$$\frac{v_2}{v_1}, \quad \frac{v_3}{v_2},$$

und daher fur das nach der $p$ten Brechung austretende Strahlenbundel

$$\frac{v_2}{v_1}\frac{v_3}{v_2} \quad \frac{v_{p+1}}{v_p} = \frac{v_{p+1}}{v_1}$$

Ist das letzte Medium dasselbe wie das erste, also $v_{p+1} = v_1$, so tritt mithin nur in der Einfallsebene die Winkelvergroßerung

$$\frac{v_{p+1}}{v_1}\prod\frac{\cos e_k}{\cos b_k}$$

ein Auch hier erhalten wir den Wert 1 und damit keine Winkelanderung, wenn das Strahlenbundel im Minimum der Ablenkung liegt (vgl Ziff 13)

Der Astigmatismus des nach der $p$ten Brechung austretenden Strahlenbundels wird durch den Abstand

$$r_b^{(p-1)} - \bar{r}_b^{(p-1)}$$

gemessen

Denken wir uns den Fall, daß die Strecken d zwischen den brechenden Flachen gegen die Entfernungen r vernachlassigt werden konnen, so wird

$$r_b^{(p-1)} = \frac{v_1}{v_{p+1}} r_a \prod_{k=1}^{p}\frac{\cos^2 b_k}{\cos^2 e_k}$$

und

$$\bar{r}_b^{(p-1)} = \frac{v_1}{v_{p+1}} r_a$$

Der Abstand der beiden Brennlinien des austretenden Strahlenbundels wird mithin

$$\frac{v_1}{v_{p+1}} r_a\left(\prod_{k=1}^{p}\frac{\cos^2 b_k}{\cos^2 e_k} - 1\right)$$

Für das Minimum der Ablenkung fanden wir oben (Ziff. 13) die Bedingung

$$\frac{v_{p+1}}{v_1}\prod_{k=1}^{p}\frac{\cos e_k}{\cos b_k} = \pm 1\,,$$

also

$$\prod_{k=1}^{p}\frac{\cos^2 b_k}{\cos^2 e_k} = \left(\frac{v_{p+1}}{v_1}\right)^2.$$

Für diesen Fall ergibt sich also der Abstand der beiden Brennlinien gleich

$$r_a\left(\frac{v_{p+1}}{v_1} - \frac{v_1}{v_{p+1}}\right)$$

und mithin gleich Null, wenn die Lichtgeschwindigkeit im letzten Medium gleich der im ersten Medium ist.

Können die Wege d zwischen den brechenden Flächen gegen die Entfernungen r nicht vernachlässigt werden, so wird der Abstand der Brennlinien des austretenden Strahlenbüschels von den Werten der d abhängen.

Für den Fall von zwei Brechungen z. B. ist

$$r_b' = \frac{v_2}{v_3}\left(\frac{v_1}{v_2}\,\frac{\cos^2 b_1}{\cos^2 e_1}\,\frac{\cos^2 b_2}{\cos^2 e_2}\,r_a + \frac{\cos^2 b_2}{\cos^2 e_2}\,d\right),$$

$$\bar{r}_b' = \frac{v_2}{v_3}\left(\frac{v_1}{v_2}\,r_a + d\right)$$

und mithin der Abstand der Brennlinien gleich

$$\frac{v_1}{v_3}\left(\frac{\cos^2 b_1}{\cos^2 e_1}\,\frac{\cos^2 b_2}{\cos^2 e_2} - 1\right) r_a + \frac{v_2}{v_3}\left(\frac{\cos^2 b_2}{\cos^2 e_2} - 1\right) d.$$

Im Minimum der Ablenkung wird der Astigmatismus keineswegs verschwinden und kann für $v_1 = v_3$ auch nicht durch passende Wahl von r_a zum Verschwinden gebracht werden. Wenn indessen der Koeffizient von r_a nicht verschwindet, so läßt sich r_a so bestimmen, daß das Strahlenbündel stigmatisch wird. Fällt z. B. das Licht auf die erste Fläche senkrecht ein, so ist $e_1 = b_1 = 0$. Es wird der Astigmatismus also Null, wenn

$$v_1 r_a + v_2 d = 0\,,$$

d. h. das Bündel muß konvergierend auf die erste Fläche fallen mit dem Zentrum im Abstand $\frac{v_2}{v_1} d = -r_a$ hinter den Punkt, wo es die erste Fläche trifft.

Auch bei beliebig vielen Brechungen wird der Ausdruck für den Abstand der Brennlinien, wenn wir ihn als Funktion von r_a und der d-Werte ausdrücken, in r_a linear. Es gibt daher auf jedem eintretenden Strahl einen Punkt A von der Art, daß ein von A ausgehendes, unendlich schmales Strahlenbündel beim Austritt in das letzte Medium wieder stigmatisch ist.

Wenn wir den einfallenden Strahl parallel mit sich senkrecht zur brechenden Kante verschieben, so daß alle Einfalls- und Brechungswinkel dieselben bleiben, so wird der Abstand der Brennlinien des austretenden Büschels eine lineare Funktion von r_a und den sämtlichen d-Werten mit festen Koeffizienten. Nun sind aber offenbar die d-Werte lineare Funktionen der Parallelverschiebung, also ist auch der Wert von r_a, der den Astigmatismus zum Verschwinden bringt, eine lineare Funktion der Parallelverschiebung. Mithin liegen alle Punkte A auf einer Geraden. Da ferner auch $r_b'^{(k-1)}$ eine lineare Funktion der Parallelverschiebung ist, so wird auch das Zentrum des austretenden stigmatischen Strahlenbündels sich auf einer Geraden verschieben.

17 Gesichtswinkel eines durch Prismen betrachteten Spaltes Wir betrachteten oben (Ziff 15) die Richtungsanderungen zweier von einer Lichtquelle A ausgehenden, senkrecht zur brechenden Kante verlaufenden Strahlen und das Verhaltnis, in dem sich der kleine Winkel zwischen ihnen durch die Brechungen andert Wir konnen auch umgekehrt von einem Punkte eines austretenden Strahles ausgehen und einen benachbarten, durch denselben Punkt gehenden Strahl ruckwarts durch die brechenden Medien verfolgen Er wird im ersten Medium nicht durch den Punkt A gehen und mit dem durch A gehenden Strahl einen gewissen Winkel bilden Das Verhaltnis des Winkels im letzten Medium zu dem im ersten wird aber dasselbe sein, das oben fur die Winkelvergroßerung berechnet und durch den Ausdruck

$$\frac{v_{p+1}}{v_1}\prod_{k=1}^{p}\frac{\cos e_k}{\cos b_k}$$

wiedergegeben wurde oder, wenn das letzte Medium mit dem ersten identisch ist, durch

$$\prod_{k=1}^{p}\frac{\cos e_k}{\cos b_k}$$

Liegt A hinreichend weit von den brechenden Flachen entfernt, so konnen wir diesen Wert auch auffassen als die Anderung, welche die Winkelbreite eines zur brechenden Kante parallelen Spaltes erfahrt, wenn er durch die brechenden Medien hindurch betrachtet wird Im Minimum der Ablenkung erscheint er gleich breit, fur andere Strahlengange wird er je nach den großeren oder kleineren Werten von

$$\prod\frac{\cos e_k}{\cos b_k}$$

verbreitert oder verengert erscheinen Durch ein Prisma betrachtet, wird z B bei streifendem Eintritt ($e_1 = 90°$) das Spaltbild unendlich schmal, bei streifendem Austritt ($b_2 = 90°$) unendlich verbreitert erscheinen

18 Zusammenhang von Querschnitt und Richtungsunterschied eines Strahlenbundels bei Brechungen Die Gesetze, nach denen sich das Strahlenbundel beim Durchgang durch die brechenden Flachen andert, konnen in einer anderen Form ausgedruckt werden, indem wir nicht einen leuchtenden Punkt A, sondern eine kleine quer zum Strahl gelegene Strecke dq_A als Lichtquelle betrachten Wir nehmen dq_A zunachst in der Einfallsebene an Durch die erste Brechung wird dann fur das gebrochene Strahlenbundel die entsprechende Querstrecke dq_B die Große haben, die sich durch die Winkelvergroßerung

$$\frac{d\omega_B}{d\omega_A} = \frac{v_2}{v_1}\,\frac{\cos e_1}{\cos b_1}$$

ergibt, also

$$\frac{dq_B/r_B}{dq_A/r_A} = \frac{v_2}{v_1}\,\frac{\cos e_1}{\cos b_1}$$

oder

$$\frac{dq_B\cos b_1}{v_2 r_B} = \frac{dq_A\cos e_1}{v_1 r_A}$$

Da nun

$$\frac{r_B\,d\omega_B}{\cos b_1} = \frac{r_A\,d\omega_A}{\cos e_1},$$

so folgt durch Multiplikation der rechten und linken Seiten der letzten beiden Gleichungen

$$\frac{dq_B\,d\omega_B}{v_2} = \frac{dq_A\,d\omega_A}{v_1}$$

Wenn man also den Querschnitt des Strahlenbündels in dem Punkte der zur Einfallsebene senkrechten Brennlinie mit seinem Öffnungswinkel multipliziert und durch die Lichtgeschwindigkeit dividiert, so bleibt dieser Wert bei der Brechung derselbe Folglich muß nach der $p$ten Brechung der Querschnitt dq und die Öffnung $d\omega$ der Gleichung genügen

$$\frac{dq\,d\omega}{v_{p+1}} = \frac{dq_1\,d\omega_1}{v_1}$$

und für $v_{p+1} = v_1$

$$dq\,d\omega = dq_A\,d\omega_A$$

Betrachten wir andererseits die von A ausgehenden Strahlen in einer zur Einfallsebene senkrechten Ebene und denken uns auch hier an Stelle des Punktes A eine kleine Strecke $d\bar{q}_A$ senkrecht zur Einfallsebene Bei der Brechung geht dann A in B und $d\bar{q}_A$ in $d\bar{q}_B$ über, wobei $d\bar{q}_B = d\bar{q}_A$

Der Öffnungswinkel $d\bar{\omega}_A$ geht in $d\bar{\omega}_B$ über, wobei, wie oben gezeigt,

$$\frac{d\bar{\omega}_A}{v_1} = \frac{d\bar{\omega}_B}{v_2}$$

Wir haben also auch hier

$$\frac{d\bar{q}_A\,d\bar{\omega}_1}{v_1} = \frac{d\bar{q}_B\,d\bar{\omega}_B}{v_2}$$

und, da für jede Brechung das Analoge gilt, auch für das nach der $p$ten Brechung austretende Strahlenbündel

$$\frac{d\bar{q}\,d\bar{\omega}}{v_{p+1}} = \frac{d\bar{q}_A\,d\bar{\omega}_A}{v_1}$$

und für $v_{p+1} = v_1$

$$d\bar{q}\,d\bar{\omega} = d\bar{q}_A\,d\bar{\omega}_A$$

Wir können nun beides zusammenfassen, wenn wir als Lichtquelle statt A ein kleines Rechteck $dq_A\;d\bar{q}_A$ betrachten

Bezeichnen wir die Fläche dieses Rechtecks mit dQ_A und die Öffnung $d\omega_A\;d\bar{\omega}_A$ des ganzen Strahlenbündels mit $d\Omega_A$, so erhalten wir nach der $p$ten Brechung, vorausgesetzt, daß wir den Astigmatismus vernachlässigen dürfen, den Querschnitt dQ und die Öffnung $d\Omega$, die der Gleichung genügen müssen

$$\frac{dQ\,d\Omega}{v^2} = \frac{dQ_A\,d\Omega_A}{v_1^2}$$

oder für $v = v_1$

$$dQ\,d\Omega = dQ_A\,d\Omega_A$$

Auf die Unveränderlichkeit von

$$\frac{dQ\,d\Omega}{v^2}$$

bei der Brechung hätten wir auch direkt aus einer Energiebetrachtung schließen können

19 Vermeidung des Astigmatismus bei Brechung an ebenen Flächen Der Astigmatismus bei der Brechung an ebenen Flächen wird ganz und gar vermieden, wenn man es mit e b e n e n Lichtwellen zu tun hat Aus diesem Grunde wird bei spektroskopischen Prismenapparaten vor die brechenden Flächen eine Linse gesetzt, welche die vom Spalt ausgehenden Lichtwellen in ebene Wellen verwandelt oder, wie man auch sagen kann, welche den Spalt ins Unendliche verlegt Die austretenden Lichtwellen sind dann ebenfalls eben, und eine hinter den Prismen angebrachte Linse entwirft ein Bild des Spaltes in der von ihm ausgehenden Farbe

20 Die Farbenzerstreuung Die Brechung des Lichtes kann nun dazu dienen, es in seine verschiedenen Farben zu zerlegen dadurch, daß in demselben Medium die verschiedenen Farben verschiedene Lichtgeschwindigkeiten haben

An der Grenze zweier Medien, in denen das Verhaltnis der Lichtgeschwindigkeiten $n = v_1/v_2$ fur zwei Farben verschiedene Werte hat, werden die beiden Farben bei gleichem Einfallswinkel voneinander verschiedene Brechungswinkel haben Bei weiteren Brechungen kann durch passende Anordnung der Richtungsunterschied der beiden Farben noch vergroßert werden, mit dem sie dann in das letzte Medium austreten, das in der Regel mit dem ersten ubereinstimmt In Abb 12 ist fur ein Prisma der Gang von drei Strahlen mit dem Brechungskoeffizienten $n = 1{,}4,\ 1{,}5,\ 1{,}6$ konstruiert, die in derselben Richtung auf das Prisma auffallen Die drei Richtungen der austretenden Strahlen ergeben sich durch die Schnittpunkte E_1, E_2, E_3 der drei Normalen B_1E_1, B_2E_2, B_3E_3 mit dem um O geschlagenen Kreise Die Punkte B_1, B_2, B_3 ergeben sich durch die Schnittpunkte der drei Kreisbogen mit den Radien $OB_1 = 1{,}4\,OE$, $OB_2 = 1{,}5\,OE$, $OB_3 = 1{,}6\,OE$ mit der Normalen EB Die Farbenzerstreuung wird also einmal dadurch bewirkt, daß die Punkte B_1, B_2, B_3 auseinanderfallen, weil ihnen verschiedene Werte von n entsprechen, zweitens aber auch dadurch, daß die Punkte E_1, E_2, E_3 noch weiter auseinanderrucken Mit wachsendem n rucken die Punkte E immer starker auseinander

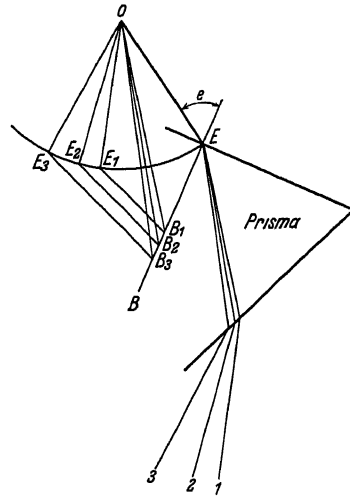



Abb 12 Die Farbenzerstreuung durch ein Prisma

21 Zusammenhang der Farbenzerstreuung mit der Dispersion eines Mediums Die Farbenzerstreuung wird durch den Wert

$$\frac{dD}{d\lambda}$$

ausgedruckt, wo D die Ablenkung und λ die Wellenlange der betrachteten Farbe bezeichnet Sie laßt sich aus der Dispersion

$$\frac{dn}{d\lambda}$$

berechnen, d h aus der Anderung des Brechungskoeffizienten pro Einheit der Wellenlangenanderung

Aus den Gleichungen

$$\sin e = n \sin b_1, \qquad b_1 + e_2 = \alpha$$
$$n \sin e_2 = \sin b_2$$

ergibt sich durch Differentiation

$$0 = \frac{dn}{d\lambda}\sin b_1 + n\cos b_1 \frac{db_1}{d\lambda},$$

$$\frac{dn}{d\lambda}\sin e_2 - n\cos e_2 \frac{db_1}{d\lambda} = \cos b_2 \frac{db_2}{d\lambda},$$

mithin, da $\frac{dD}{d\lambda} = \frac{db_2}{d\lambda}$,

$$\frac{dD}{d\lambda} = \frac{\sin\alpha}{\cos b_1 \cos b_2}\frac{dn}{d\lambda}$$

Dieselbe Beziehung laßt sich auch aus der Abb 12 ablesen Denn $\frac{dn}{\cos b_1}$ ist die Verschiebung des Punktes B_ν, die der Anderung dn von OB_ν entspricht (OE gleich 1 angenommen), $\frac{\sin\alpha\, dn}{\cos b_1}$ ist die Projektion dieser Strecke senkrecht zu $B_\nu E_\nu$, und $\frac{\sin\alpha\, dn}{\cos b_1 \cos b_2}$ ist die entsprechende Verschiebung von E_ν.

22 Minimum der Farbenzerstreuung Die Farbenzerstreuung wird unendlich groß, wenn der Strahl streifend austritt, weil dann $\cos b_2$ verschwindet Fur gleiche Werte von α, b_1, b_2 ist die Farbenzerstreuung bei Prismen aus verschiedenem Material proportional der Dispersion $dn/d\lambda$

Bei gleichen Werten von α und $dn/d\lambda$ ist die Farbenzerstreuung um so großer, je kleiner

$$\cos b_1 \cos b_2$$

Sie kann also wohl unendlich groß, aber nicht Null werden Ihr kleinster Wert entspricht dem großten Wert dieses Kosinusproduktes Betrachten wir dieses als Funktion des zweiten Einfallswinkels e_2, so sehen wir, daß der Differentialquotient nach e_2

$$\sin b_1 \cos b_2 - \cos b_1 \sin b_2 \frac{d b_2}{d e_2}$$

fur $e_2 = 0$ gleich $\sin b_1$, also positiv, und fur $e_2 = \alpha$, und daher $b_1 = 0$ gleich $-\sin b_2 \frac{d b_2}{d e_2}$, also negativ ist Bei $e_2 = 0$ steigt also der Wert von

$$\cos b_1 \cos b_2,$$

und bei $e_2 = \alpha$ nimmt er ab Er muß mithin zwischen beiden ein Maximum besitzen Wenn diesen Winkeln ein reeller Einfallswinkel entspricht, so gibt das ein Minimum der Farbenzerstreuung Der Wert von e_2 wird errechnet, indem man den Differentialquotienten gleich Null setzt Da

$$n \sin e_2 = \sin b_2 \quad \text{und daher} \quad \frac{n \cos e_2}{\cos b_2} = \frac{d b_2}{d e_2},$$

so erhalten wir

$$\sin b_1 \cos b_2 = \frac{\cos b_1 n^2 \sin e_2 \cos e_2}{\cos b_2}$$

oder

$$n^2 \operatorname{ctg} b_1 = \frac{\cos^2 b_2}{\sin e_2 \cos e_2} = \frac{1 - n^2 \sin^2 e_2}{\sin e_2 \cos e_2} = \operatorname{ctg} e_2 - (n^2 - 1) \operatorname{tg} e_2$$

Die rechte Seite ist fur $e_2 = 0$ unendlich und nimmt mit wachsendem e_2 dauernd ab Die linke Seite dagegen nimmt von $e_2 = 0$ ($b_1 = \alpha$) bis $e_2 = \alpha$ dauernd zu und wird fur $e_2 = \alpha$ ($b_1 = 0$) unendlich Es gibt daher zwischen 0 und α einen und nur einen Wert von e_2, wo beide Seiten einander gleich sind Er wird fur irgendeinen gegebenen Fall sehr rasch durch die regula falsi ermittelt Fur kleine Werte von b_1 und e_2, wie sie bei kleinen brechenden Winkeln vorkommen, ist genahert $\operatorname{ctg} b_1 = 1/b_1$ bis auf eine Große von der Ordnung b_1, und ebenso ist $\operatorname{ctg} e_2 - (n^2 - 1) \operatorname{tg} e_2$ gleich $1/e_2$ bis auf eine Große von der Ordnung e_2 Daher ist mit gleicher Annaherung

$$n^2/b_1 = 1/e_2 \quad \text{oder} \quad b_1 = n^2 e_2$$

Wachst e_2 uber α hinaus, so wird b_1 negativ und damit auch die linke Seite der Gleichung Die rechte Seite dagegen bleibt positiv Hier kann also keine Wurzel mehr vorkommen Der Wert von e_2 zwischen 0 und α, fur den die Gleichung erfullt ist, kann einen Wert von b_1 ergeben, fur den $n \sin b_1$ großer als 1 ist Dann entspricht ihm kein Strahlengang Die kleinste Farbenzerstreuung findet dann bei streifender Inzidenz

$$n \sin b_1 = 1$$

statt

Im Minimum der Ablenkung, wo $b_1 = \alpha/2$, $\sin b_2 = n \sin \alpha/2$, wird

$$\cos b_1 \cos b_2 = \cos \alpha/2 \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \alpha/2}$$

und mithin

$$\frac{dD}{dn} = \frac{\sin \alpha}{\cos b_1 \cos b_2} = \frac{2 \sin \alpha/2}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \alpha/2}}$$

oder, wenn wir $n \sin\alpha/2 = \sin e_1$ einführen,

$$\frac{dD}{dn} = \frac{2}{n} \operatorname{tg} e \qquad (D = 2e_1 - \alpha)$$

Für denjenigen Einfallswinkel, für den das reflektierte Licht vollständig polarisiert ist, ist $\operatorname{tg} e = n$. Hier muß also immer

$$\frac{dD}{dn} = 2$$

sein.

23. Farbenzerstreuung bei mehreren Brechungen. Um auch für eine beliebige Anzahl von Brechungen die Farbenzerstreuung zu verfolgen, schreiben wir in den Brechungsgleichungen $n_0, n_1, n_2, \ldots$ an Stelle der reziproken Geschwindigkeiten $1/v_1, 1/v_2, 1/v_3, \ldots$, so daß sie lauten

$$\begin{aligned} n_0 \sin e_1 &= n_1 \sin b_1, \\ n_1 \sin e_2 &= n_2 \sin b_2, \qquad e_2 + b_1 = \alpha_1, \\ n_2 \sin e_3 &= n_3 \sin b_3, \qquad e_3 + b_2 = \alpha_2 \\ &\ldots \end{aligned}$$

Wir betrachten nun den Einfallswinkel e_1 und die reziproken Lichtgeschwindigkeiten als Funktionen der Wellenlänge λ und haben zu untersuchen, wie dann der letzte Brechungswinkel b_p sich mit der Wellenlänge ändert. $de_1/d\lambda$ drückt die Farbenzerstreuung des einfallenden Lichtes, $db_p/d\lambda$ die des austretenden Lichtes aus. Durch Differentiation ergibt sich

$$\begin{aligned} n_0 \cos e_1 \, de_1 + \sin e_1 \, dn_0 &= n_1 \cos b_1 \, db_1 + \sin b_1 \, dn_1, \\ n_1 \cos e_2 \, de_2 + \sin e_2 \, dn_1 &= n_2 \cos b_2 \, db_2 + \sin b_2 \, dn_2, \qquad de_2 = -db_1, \\ &\ldots \\ n_{p-1} \cos e_p \, de_p + \sin e_p \, dn_{p-1} &= n_p \cos b_p \, db_p + \sin b_p \, dn_p, \qquad de_p = -db_{p-1}. \end{aligned}$$

Wir multiplizieren die letzte Gleichung mit

$$K_p = \frac{1}{\cos b_p},$$

die vorletzte mit

$$K_{p-1} = -\frac{\cos e_p}{\cos b_{p-1}} K_p$$

und addieren beide. Dadurch fallen die Glieder mit de_p und db_{p-1} gegeneinander fort, und dn_{p-1} wird, auf die rechte Seite gebracht, den Koeffizienten erhalten

$$K_{p-1} \sin b_{p-1} - K_p \sin e_p = -\frac{K_p \sin\alpha_{p-1}}{\cos b_{p-1}}.$$

Ebenso multiplizieren wir die drittletzte Gleichung mit

$$K_{p-2} = -\frac{\cos e_{p-1}}{\cos b_{p-2}} K_{p-1}$$

und addieren sie hinzu. Dadurch fallen die Glieder mit de_{p-1} und db_{p-2} gegeneinander fort, und dn_{p-2} erhält, auf die rechte Seite gebracht, den Koeffizienten

$$-K_{p-1} \frac{\sin\alpha_{p-2}}{\cos b_{p-2}}$$

usf., so daß sich schließlich ergibt

$$\begin{aligned} K_1 (n_0 \cos e_1 \, de_1 + \sin e_1 \, dn_0) = -K_2 \frac{\sin\alpha_1}{\cos b_1} dn_1 - \ldots - K_p \frac{\sin\alpha_{p-1}}{\cos b_{p-1}} dn_{p-1} \\ + n_p \, db_p + \operatorname{tg} b_p \, dn_p . \end{aligned}$$

oder, wenn wir $n_0 = n_p = 1$ annehmen, unabhängig von der Wellenlänge

$$K_1 \cos e_1\, de_1 + K_2 \frac{\sin\alpha_1}{\cos b_1}\, dn_1 + \cdots + K_p \frac{\sin\alpha_{p-1}}{\cos b_{p-1}}\, dn_{p-1} = db_p\,.$$

Dabei ist

$$K_p = \frac{1}{\cos b_p}, \qquad K_{p-1} = -\frac{\cos e_p}{\cos b_p \cos b_{p-1}}, \qquad K_{p-2} = \frac{\cos e_p \cos e_{p-1}}{\cos b_p \cos b_{p-1} \cos b_{p-2}}, \quad \ldots,$$

$$K_1 = (-1)^{p-1} \frac{\cos e_p \cos e_{p-1}}{\cos b_p \cos b_{p-1}} \cdots \frac{\cos e_2}{\cos b_2 \cos b_1}.$$

Die Glieder der Formel für db_p gewinnen eine einfache physikalische Bedeutung, wenn wir das oben (Ziff. 13) abgeleitete Winkeländerungsverhältnis einführen. Das Verhältnis, in dem ein kleiner Winkel durch die letzten ϱ Brechungen geändert wird, wurde oben (Ziff. 16) gleich

$$\frac{n_{p-\varrho}}{n_p} \frac{\cos e_p \cos e_{p-1}}{\cos b_p \cos b_{p-1}} \cdots \frac{\cos e_{p-\varrho+1}}{\cos b_{p-\varrho+1}}$$

gefunden.

Bezeichnen wir dies mit W_ϱ, so ist

$$\cos b_p K_p = 1, \qquad \cos b_{p-1} K_{p-1} = -\frac{W_1}{n_{p-1}}, \qquad \cos b_{p-2} K_{p-2} = \frac{W_2}{n_{p-2}}, \quad \ldots$$

und somit

$$db_p = \frac{\sin\alpha_{p-1}}{\cos b_{p-1}\cos b_p}\, dn_{p-1} - \frac{W_1}{n_{p-1}} \frac{\sin\alpha_{p-2}}{\cos b_{p-2}\cos b_{p-1}}\, dn_{p-2} - \cdots$$

$$\pm \frac{W_{p-2}}{n_2} \frac{\sin\alpha_1}{\cos b_1 \cos b_2}\, dn_1 \mp W_p\, de_1.$$

$\frac{\sin\alpha_\nu}{\cos b_\nu \cos b_{\nu+1}} \frac{dn_\nu}{d\lambda}$ fanden wir oben (Ziff. 21) gleich der Farbenzerstreuung eines Prismas vom brechenden Winkel α_ν. Es setzt sich also die Farbenzerstreuung $\frac{db_p}{d\lambda}$, die durch die p Brechungen bewirkt wird, additiv aus den Zerstreuungen durch die einzelnen zwischen je zwei brechenden Flächen gelegenen Prismen zusammen, wenn wir jede mit den Faktoren W/n multiplizieren.

Wenden wir die Formel auf den Fall an, wo wir es mit einer Reihe von Prismen in einem Medium zu tun haben, dessen Lichtgeschwindigkeit wir gleich 1 setzen können, so ist p gerade und $n_2 = n_4 = \cdots = n_{p-1} = 1$ unabhängig von λ, und wir erhalten

$$db_p = \frac{\sin\alpha_{p-1}}{\cos b_{p-1}\cos b_p}\, dn_{p-1} + W_2 \frac{\sin\alpha_{p-3}}{\cos b_{p-3}\cos b_{p-2}}\, dn_{p-3} + \cdots$$

$$+ W_{p-2} \frac{\sin\alpha_1}{\cos b_1 \cos b_2}\, dn_1 - W_p\, de_1.$$

Sind sämtliche Prismen im Minimum der Ablenkung, so sind die Größen W sämtlich 1, und wenn auch noch die Winkel bei jedem Prisma dieselben sind

$$db_p = \frac{p}{2} \frac{\sin\alpha}{\cos\alpha/2 \sqrt{1 - n^2 \sin^2\alpha/2}}\, dn.$$

24. Die Krümmung der Spektrallinien im Prismenspektrum bei Anwendung mehrerer Prismen. Diese und die obige Formel erlauben nun auch die Krümmung der Spektrallinien in einem Spektralapparat zu berechnen, bei dem paralleles Licht durch einen Prismensatz läuft, dessen brechende Kanten alle parallel sind. Die Richtungsablenkung der Projektion eines Strahles auf eine zur brechenden Kante senkrechte Ebene gegen den in der Ebene verlaufenden Strahl ist, wie in Ziff. 11 gezeigt, geradeso zu berechnen, als ob für die Projektion die Brechungsexponenten andere geworden wären und es sich auch um einen Strahl handelte,

der in der Projektionsebene verliefe. Um db_k zu berechnen, haben wir also nur für dn_α einzusetzen

$$\sqrt{n_\alpha^2 + (n_\alpha^2 - 1)\,\mathrm{tg}^2\,\varepsilon} - n_\alpha\,,$$

d. h. für kleine Werte von ε

$$\frac{1}{2}\,\frac{n_\alpha^2 - 1}{n_\alpha}\,\varepsilon^2.$$

Aus dem so gewonnenen Werte von db_k wird die Krümmung der Spektrallinie in derselben Weise wie in Ziff. 13 berechnet.

b) Theorie der Gitter und Interferenzspektroskope.

25. Interferenz von Lichtbündeln gleicher Phasendifferenz. Die zweite Methode, Licht in seine farbigen Bestandteile zu zerlegen, besteht darin, daß man das von einem Punkte ausgehende Licht in eine Anzahl von Lichtbündeln teilt, diese verschiedenen Lichtbündel durch Reflexion oder durch Brechung oder durch beides verschiedene Wege gehen läßt und sie dann wieder vereinigt. Handelt es sich um eine Reihe von n Lichtbündeln, und sind die n Wege, die sie zurückzulegen haben so abgemessen, daß die Zeit τ zwischen dem Eintreffen von je zwei in der Reihe aufeinanderfolgenden Lichtbündeln, die zu gleicher Zeit von der Lichtquelle ausgehen, dieselbe ist, so wird eine namhafte Lichtbewegung im Endpunkte der Bahn nur für solche Lichtwellen entstehen können, die mit gleicher Phase dort eintreffen. Wir wollen dabei zunächst voraussetzen, daß für die n Lichtwege nur ein Medium in Betracht kommt, dessen Lichtgeschwindigkeit für alle Farben als gleich betrachtet werden kann. Damit die Phase die gleiche sei, müssen in der Zeit τ gerade eine ganze oder zwei ganze oder überhaupt eine ganze Anzahl Lichtschwingungen vor sich gehen. Wenn also ν die Zahl der Lichtschwingungen in der Zeiteinheit ist, so muß $\nu\tau$ eine ganze positive oder negative Zahl sein. Ist das der Fall, so werden in der Tat alle Lichtwellen im Endpunkte der Bahn ihre Amplituden addieren. Für eine Schwingungszahl dagegen, für die $\nu\tau$ von einer ganzen Zahl um einen Bruchteil ε abweicht, wird die zweite Lichtwelle die erste nicht voll verstärken können. Für $\varepsilon = \pm\frac{1}{2}$ wird sie die erste im Endpunkte der Bahn sogar ganz aufheben und dafür an anderen Stellen des Raumes verstärken. Die Zusammensetzung der beiden Wellen läßt sich graphisch durch die Addition zweier Vektoren darstellen, die einen Winkel $2\pi\varepsilon$ miteinander bilden und deren Längen den Amplituden der beiden Lichtbündel proportional sind. Ihre geometrische Summe stellt dann durch ihre Länge die Amplitude der resultierenden Lichtbewegung und durch ihre Richtung ihre Phase dar (Abb. 13). Die dritte Lichtwelle ist durch einen Vektor darzustellen, der den Winkel $2\pi \cdot 2\varepsilon$ mit dem ersten bildet, die vierte durch den Winkel $2\pi \cdot 3\varepsilon$ usw. Ist ε so klein, daß selbst $2\pi(n-1)\varepsilon$ noch nicht größer ist als π, also der Phasenunterschied $(n-1)\varepsilon$ der ersten und letzten Welle noch nicht größer als $\frac{1}{2}$, so liegen alle n Vektoren auf einer Seite einer Geraden und werden im allgemeinen immer noch eine beträchtliche Resultante geben. Wird indessen $n\varepsilon$ gleich 1 und größer, so verteilen sich die Vektoren nach allen Richtungen, und ihre Resultante wird klein im Verhältnis zur Resultante in dem Falle $\varepsilon = 0$.

𝔄   𝔄+𝔅 $2\pi\varepsilon$ 𝔅

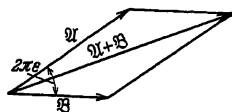



Abb. 13. Zusammensetzung zweier Wellen.

Ist n eine sehr große Zahl, so wird schon eine sehr kleine Phasendifferenz ε genügen, um die Intensität im Endpunkt der Bahn herunterzudrücken. D. h. die Schwingungszahlen

$$\nu = \frac{1}{\tau}\,,\quad \nu = \frac{2}{\tau}\quad \text{usw.}$$

des Lichtes, dessen Intensität durch Interferenz nicht geschwächt ist, werden scharf definiert sein. Für $\nu = \frac{m}{\tau}$ genügt, wie wir eben gesehen haben, schon die Änderung $\Delta\nu = \frac{\varepsilon}{\tau}$, wo $\varepsilon n = 1$, um die Lichtbewegung stark herabzusetzen. Dann ist

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{1}{nm}.$$

Durch die Anordnung der n Lichtwege ist auf diese Weise das Licht bestimmter Schwingungszahlen ausgesondert.

26. Die Kurve des Spektrums. Wir denken uns nun die Anordnung der Lichtwege so getroffen, daß für andere Werte von τ andere n Lichtwege in einem anderen Punkt im Raume enden, in welchem sie eine namhafte Lichtbewegung für die neuen Schwingungszahlen

$$\frac{m}{\tau}$$

hervorrufen. Die Punkte im Raume bilden dann als Funktion von τ eine Kurve, auf der das betrachtete Licht nach seinen Schwingungszahlen in ein Spektrum zerlegt ist. Wir nennen sie die Kurve des Spektrums. Jedem Punkte des Spektrums entspricht ein Wert von τ, aber allerdings nicht nur eine Schwingungszahl ν, sondern eine Reihe von Schwingungszahlen, die sich wie die ganzen Zahlen zueinander verhalten. Wir nennen auf der Kurve des Spektrums das Licht der Schwingungszahlen

$$\nu = \pm \frac{1}{\tau}$$

das Spektrum erster Ordnung, das Licht der Schwingungszahlen

$$\nu = \pm \frac{m}{\tau}$$

das Spektrum $m$ter Ordnung.

Wenn wir die Werte von τ längs der Kurve kennen, so lassen sich die Schwingungszahlen der verschiedenen Ordnungen berechnen. Die Werte von τ ergeben sich durch die Messung der Lichtgeschwindigkeit und der Unterschiede der n Lichtwege.

Gesetzt, wir hätten es mit Licht einer Farbe zu tun, so würde dies in den verschiedenen Ordnungen an den verschiedenen Stellen des Spektrums erscheinen, in erster Ordnung an der Stelle $\tau_1 = 1/\nu$, in $m$ter Ordnung an der Stelle $\tau_m = m\tau_1$, so daß wieder m/τ_m denselben Wert $\nu = 1/\tau_1$ ergibt.

27. Spektrallinien. In der Regel wird man die Lichtquelle nicht punktförmig machen, sondern man wird ihr Linienform geben, so daß auch die Punkte, in denen sich die Lichtwellen wieder vereinigen, zu Linien auseinandergezogen werden, die sich aber quer zum Spektrum erstrecken müssen, um die benachbarten Farben nicht durcheinanderzuwerfen. Das Spektrum wird dadurch aus einer Kurve zu einem Band auseinandergezogen.

In manchen Fällen läßt es sich nicht erreichen, daß ein Punkt der Lichtquelle durch die n Lichtwege punktförmig abgebildet wird. Die Abbildung wird dann astigmatisch, und das Spektrum wird aus der einen Brennlinie des astigmatischen Strahlenbüschels bestehen. Auch in diesem Falle kann man der Lichtquelle eine linienförmige Ausdehnung geben, wenn man darauf achtet, daß die den verschiedenen Punkten der Lichtquelle entsprechenden Brennlinien so gegeneinander verschoben sind, daß sie zusammen eine Linie bilden. Sie können nicht miteinander interferieren, weil ihnen verschiedene Punkte der Lichtquelle entsprechen, sondern ihre Intensitäten werden sich addieren, wo die Brennlinien übereinanderfallen.

28. Feinheit der Aufspaltung. Um eine große Feinheit der Aufspaltung zu erhalten, muß man, wie wir oben sahen, dem Produkte nm einen hinreichend großen Wert geben. Das kann für eine gegebene Schwingungszahl $\nu = m/\tau$ und einen gegebenen Wegunterschied zwischen dem ersten und letzten Lichtweg, der durch das Produkt aus $n\tau$ mit der Lichtgeschwindigkeit berechnet werden kann, erreicht werden durch einen kleinen Wert von τ und dementsprechend großen Wert von n ohne einen großen Wert von m, es kann aber auch erreicht werden durch einen großen Wert von τ und großen Wert von m ohne einen großen Wert von n.

Beide Fälle sind durch die gebräuchlichen Spektralapparate tatsächlich verwirklicht, und beide haben ihre Vorteile und Nachteile, wie nun des näheren auseinandergesetzt werden soll.

29. Das ebene Gitter. Eine spiegelnde ebene Fläche sei von einer großen Reihe dicht aneinander liegender gerader äquidistanter Furchen durchzogen, und es falle auf die Fläche Licht von einer punktförmigen Lichtquelle A auf, deren Entfernung groß genug ist, daß alle Strahlen nach der Fläche hin als parallel betrachtet werden können. Wir wollen eine durch die Lichtquelle parallel zu den Strahlen gelegte Ebene als senkrecht zu den Furchen annehmen und nur Strahlen in dieser Ebene betrachten. Die durchfurchte Fläche, die man Gitter nennt, kann in eine Anzahl Rechtecke eingeteilt werden, von denen jedes eine Furche enthält. Die Rechtecke gleichen einander genau und haben alle die Breite b. Jedes Rechteck wird durch die Bestrahlung zu einer Lichtquelle, die infolge der Furche ihr Licht nach allen Seiten sendet. Betrachten wir nun die Lichtbewegung in einem Punkte B der Strahlenebene, der ebenfalls weit genug entfernt liegt, daß die Strahlen von der Fläche nach B als parallel betrachtet werden können. Die Winkel, welche die Richtungen von der Fläche nach A und B mit der Flächennormalen bilden, seien φ_A und φ_B, auf der Seite von A positiv, auf der anderen negativ gerechnet. Der Unterschied der Wege von A über das erste Rechteck und von A über das zweite Rechteck bis B ist dann für entsprechende Punkte der beiden Rechtecke gleich

$$b \sin\varphi_B + b \sin\varphi_A ,$$

der Zeitunterschied zwischen dem Eintreffen des vom ersten und vom zweiten Rechteck zurückgeworfenen Lichtbündels also gleich

$$\tau = \frac{b \sin\varphi_B + b \sin\varphi_A}{c} ,$$

wenn c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Derselbe Zeitunterschied liegt zwischen dem Eintreffen der Lichtstrahlen von je zwei aufeinanderfolgenden Lichtbündeln. Ist ν die Schwingungszahl des von A ausgehenden Lichtes, so werden wir in denjenigen Richtungen φ_B eine namhafte Lichtbewegung beobachten, für die $\nu\tau$ eine ganze Zahl ist. $\tau = 0$ bedeutet dabei $\sin\varphi_B + \sin\varphi_A = 0$, also $\varphi_B = -\varphi_A$, d. h. das von der Fläche nach dem Reflexionsgesetz zurückgeworfene Licht. Diese Richtung φ_B ist von ν unabhängig. Die Spektren der verschiedenen Ordnungen

$$\frac{b\nu}{c} (\sin\varphi_B + \sin\varphi_A) = \pm m$$

oder, wie wir auch schreiben können, wenn wir die Wellenlänge $\lambda = c/\nu$ einführen,

$$b (\sin\varphi_B + \sin\varphi_A) = \pm m\lambda$$

können wir uns durch eine Figur deutlich machen, wenn wir mit b über der Fläche einen Halbkreis beschreiben, dessen Radien die Richtung φ_A und die verschiedenen

Richtungen φ_B darstellen (Abb. 14). Wir projizieren den Endpunkt des Radius $-\varphi_A$, der den direkt reflektierten Strahl darstellt, auf den Durchmesser. Von diesem Punkte 0 aus tragen wir auf dem Durchmesser des Halbkreises nach beiden Seiten die Strecken $1\,\lambda$, $2\,\lambda$ usw. auf, soweit sie auf dem Durchmesser Platz haben. Die den Teilpunkten entsprechenden Radien, deren Enden sich in den Punkten projizieren, stellen die Richtungen der verschiedenen Ordnungen dar. Die Zahl der Ordnungen kann, wie man sieht, nicht größer sein als $2\,b/\lambda$ (die Ordnung $m = 0$ mitgezählt). Bei den gebräuchlichen Gittern ist b in der Regel ungefähr gleich $2 \cdot 10^{-4}$ cm $= 20000 \cdot 10^{-8}$ cm. Grünes Licht von etwa $5000 \cdot 10^{-8}$ cm Wellenlänge wird dann in nicht mehr als 8 Ordnungen, violettes Licht von etwa $4000 \cdot 10^{-8}$ cm in nicht mehr als 10 Ordnungen auftreten. Um die höchste vorkommende Ordnung bei gegebenem b und λ möglichst hoch zu machen, wird man φ_A nahe an 90° gehen lassen. Dann rückt der Punkt 0 der Abb. 14 an das Ende des Durchmessers, und das andere Ende gibt den größten Wert von m. Für $b = 20000 \cdot 10^{-8}$ cm gehen 5000 Furchen auf ein Zentimeter. Bei einer durchfurchten Fläche von 15 cm wird die Zahl der Furchen also 75000.

Abb. 14. Die verschiedenen Ordnungen im Gitterspektrum.

Bei grünem Licht wird der höchste Wert von m gleich 7. Das Produkt $n\,m$, das, wie in Ziff. 31 näher ausgeführt wird, die auflösende Kraft des Gitters bestimmt, wird also gleich 525000. Man sieht, daß eine Verkleinerung von b bei gleicher Breite der durchfurchten Fläche die auflösende Kraft nicht steigern würde. Denn obgleich $n = D/b$ (D die ganze Breite der durchfurchten Fläche) mit abnehmendem b wächst, so ist $m = 2\,b/\lambda$ und daher

$$n\,m = 2\,D/\lambda.$$

D ist der größte Wegunterschied, der bei den n Strahlenbündeln vorkommen kann, D/λ also die Zahl der Wellen, die auf diesem größten Wegunterschied liegen. Auf diesen größten Wegunterschied also kommt es bei gegebener Wellenlänge an, wenn es sich um die auflösende Kraft handelt.

In der Praxis liegt die Lichtquelle A in der Regel nicht in weiter Entfernung, sondern wird durch eine Sammellinse, die das von A ausgehende Licht parallel auf das Gitter fallen läßt, virtuell ins Unendliche geworfen. Ebenso wird das von der durchfurchten Fläche zurückgeworfene Licht durch eine Sammellinse in einem Punkte B konzentriert, so daß für die verschiedenen Wellenlängen ein Spektrum entsteht, das von den verschiedenen Punkten B gebildet wird. Die beiden Sammellinsen können auch durch eine einzige ersetzt werden (LITTROWS Anordnung), die unmittelbar vor dem Gitter steht und deren optische Achse für höhere Ordnungen mit der Gitternormalen einen großen Winkel bilden muß. Bei jeder Stellung des Gitters gegen die Linsenachse überblickt man nur einen verhältnismäßig kleinen Teil des Spektrums, weil man sich nicht zu weit von der optischen Achse entfernen kann, ohne an Güte der Abbildung zuviel zu verlieren. Durch Drehung des Gitters gelangen dann die verschiedenen Wellenlängen in den Bereich der Betrachtung.

Im vorstehenden wurden nur Reflexionsgitter betrachtet, die in neuerer Zeit die hauptsächlich früher benutzten Transmissionsgitter verdrängt haben. Die Transmissionsgitter tragen auf einer Planplatte durchsichtigen Materials (Glas oder Quarz) die Gitterteilung und werden gewöhnlich so verwendet, daß das vom Kollimator kommende Licht senkrecht auf die Fläche fällt. Die unter dem

Winkel φ gebeugten Strahlen gelangen ins Fernrohr, und es besteht zwischen λ, φ und b (Gitterkonstante) die Beziehung

$$b\sin\varphi = m\lambda \qquad (m = 1, 2, 3, \ldots)$$

Fällt aber das Licht unter dem Winkel ψ auf das Gitter auf, so lautet die Beziehung

$$b(\sin\psi \pm \sin\varphi) = m\lambda$$

Das positive Zeichen gilt, wenn einfallender und gebeugter Strahl auf der gleichen, das negative, wenn die Strahlen auf verschiedenen Seiten des Einfallslotes liegen

30 Formel für die Interferenz der *n* Lichtbündel Die Zusammensetzung der n Lichtbündel im Punkte B möge auch mathematisch formuliert werden Stellt im Punkte B

$$a\sin(\nu t 2\pi)$$

die Lichtbewegung dar, die von dem ersten Rechteck des ebenen Gitters herrührt, so wird die von dem zweiten Rechteck herrührende Bewegung durch

$$a\sin(\nu(t+\tau)2\pi)$$

dargestellt, wo τ die Zeitdifferenz angibt, um welche die zweite Bewegung früher (τ positiv) oder später (τ negativ) in B eintrifft Für jedes folgende Rechteck wird ein τ hinzutreten, so daß die Gesamtbewegung durch die Formel dargestellt wird

$$a[\sin(\nu t 2\pi) + \sin(\nu(t+\tau)2\pi) + \cdots + \sin(\nu(t+(n-1)\tau)2\pi)]$$

Wir setzen $\varphi = \nu t 2\pi$ und $\alpha = \nu\tau 2\pi$ und erhalten

$$a[\sin\varphi + \sin(\varphi+\alpha) + \sin(\varphi + 2\alpha) + \cdots + \sin(\varphi + (n-1)\alpha)]$$

Das ist der imaginäre Teil von

$$a(e^{\varphi i} + e^{(\varphi+\alpha)i} + \cdots + e^{(\varphi+(n-1)\alpha)i}) = a e^{\varphi i}(1 + e^{\alpha i} + \cdots + e^{(n-1)\alpha i})$$

$$= a e^{\varphi i}\frac{e^{n\alpha i}-1}{e^{\alpha i}-1} = a e^{\varphi i} e^{\frac{n-1}{2}\alpha i}\frac{e^{\frac{n}{2}\alpha i} - e^{-\frac{n}{2}\alpha i}}{e^{\frac{\alpha i}{2}} - e^{-\frac{\alpha i}{2}}}$$

$$= a e^{\varphi i} e^{\frac{n-1}{2}\alpha i}\frac{\sin\left(\frac{n}{2}\alpha\right)}{\sin\frac{\alpha}{2}}$$

Der imaginäre Teil hiervon ist

$$a\frac{\sin\left(\frac{n}{2}\alpha\right)}{\sin\frac{\alpha}{2}}\sin\left(\varphi + \frac{n-1}{2}\alpha\right)$$

Mit anderen Worten die n Lichtbewegungen setzen sich zu einer Lichtbewegung zusammen, deren Amplitude aus der Amplitude a jeder einzelnen durch die Multiplikation mit

$$\frac{\sin(n\nu\tau\pi)}{\sin(\nu\tau\pi)}$$

sich ergibt, deren Intensität also dem Quadrat dieses Ausdrucks proportional ist Die Intensität erhält ihren größten Wert a^2n^2, wenn alle n Lichtbewegungen in Phase sind, d h $\nu\tau$ eine ganze Zahl m ist In dem obigen Ausdruck verschwinden dann Zähler und Nenner Setzt man aber $\nu\tau = m + \varepsilon$, so erhält man

$$\pm\frac{\sin(n\varepsilon\pi)}{\sin(\varepsilon\pi)},$$

und das ist fur hinreichend kleine Werte von ε beliebig wenig von

$$\pm\frac{n\varepsilon\pi}{\varepsilon\pi}=\pm n$$

verschieden, in das es also fur $\varepsilon = 0$ ubergeht Die Intensitat verschwindet, wenn $n\nu\tau$ eine ganze Zahl ist, ohne daß $\nu\tau$ zugleich ganz ist Um uns von dem Verlauf der Intensitat J als Funktion der Phasenanderung $\nu\tau$ ein Bild zu machen, denken wir uns zwischen $\nu\tau = m$ und $\nu\tau = m + 1$ als Abszissen die Ordinate

$$\frac{a^2}{\sin^2(\nu\tau\pi)}$$

gezeichnet Die Kurve geht bei $\nu\tau = m$ und $m + 1$ ins Unendliche, wahrend J an diesen Stellen seinen Maximalwert n^2a^2 annimmt Da $\sin^2(n\nu\tau\pi)$ immer kleiner als 1 ist, so bleibt J immer unter der gezeichneten Kurve, die es zwischen m und $m + 1$ nur in den Punkten $n\nu\tau = {}^3/_2, {}^5/_2, {}^7/_2$ erreicht Diese Ordinaten sind zwar nicht genau die Maxima von J, weichen aber schon fur $n\nu\tau = {}^3/_2$ nur wenig von ihnen ab Das erste Maximum von J zwischen m und $m + 1$ liegt z B nahezu bei $n\nu\tau = {}^3/_2$ und hat nahezu den Wert

$$a^2\frac{1}{\sin^2\left(\frac{3\pi}{2n}\right)},$$

also fur große Werte von n genahert

$$a^2\frac{4}{9\pi^2}n^2,$$

d h weniger als 5% des großten Wertes

Die Formel fur die Intensitat J stellt uns nicht nur dar, wie an einer bestimmten Stelle B des Spektrums fur ein anderes ν die Intensitat des Lichtes sich andert, sondern auch, wie langs des Spektrums fur eine festgehaltene Farbe ν die Intensitat sich andert Wir haben dann nur als die Veranderliche die Große τ aufzufassen, deren Wert sich ja langs des Spektrums andert Die Kurve, die J als Funktion von $\nu\tau$ darstellt, ist also zugleich das Bild der Intensitatsverteilung uber den Querschnitt einer Spektrallinie Sie besteht strenggenommen aus einem Hauptmaximum an der Stelle $\tau = m/\nu$, das aber auf beiden Seiten von sekundaren Maximis ungefahr an den Stellen

$$\tau=\frac{m}{\nu}\pm\frac{3}{2\nu n},\qquad \frac{m}{\nu}\pm\frac{5}{2\nu m}\quad \text{usf}$$

begleitet ist Diese sekundaren Maxima bleiben in der Regel unter der Beobachtungsschwelle, außer wenn es sich um starke Linien handelt und wenn die Justierung sehr sorgfaltig ist

31 Die auflosende Kraft des Gitters Eine benachbarte Spektrallinie, deren Schwingungszahl $\nu \pm \Delta\nu$ so viel von ν abweicht, daß ihr Hauptmaximum $m$ter Ordnung an die Stelle $\tau' = \tau \mp \frac{1}{\nu n}$ fallt, wo die Intensitat der ersten Spektrallinie zum erstenmal verschwindet, ist noch als besondere Linie von der ersten zu unterscheiden Bis auf Großen zweiter Ordnung ist aber $\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{\tau'-\tau}{\tau}$, mithin

$$\frac{\Delta\nu}{\nu}=\frac{1}{\tau\nu n}=\frac{1}{mn}$$

RAYLEIGH hat die Große $\nu/\Delta\nu = mn$ die „auflosende Kraft" des Gitters genannt Das ist bis zu einem gewissen Grade willkurlich, denn es ist damit nicht gesagt, daß man nicht auch ein engeres Linienpaar noch als doppelt erkennen konnte

32 Einfluß der Furchenform Die Amplitude a des Lichtes, das von einem Rechteck zuruckgeworfen wird, hangt von der Gestalt der Furchen ab und ist außerdem eine Funktion der Richtungen des einfallenden und des zuruckgeworfenen Lichtes Man kann sich z B die Furchen als Graben mit ebenen Seitenflachen denken Ist die Wellenlange des Lichtes nur ein Bruchteil der Breite dieser Seitenflachen, so wird jede von ihnen das auffallende Licht im wesentlichen wie ein ebener Spiegel nach dem Reflexionsgesetz zuruckwerfen Das zuruckgeworfene Licht wird dann in gewissen Ordnungen des Spektrums viel starker sein konnen als in anderen, ja selbst als in dem direkten Bilde ($m = 0$) In der Regel zeigen die Gitter in den Spektren gleicher Ordnung auf entgegengesetzten Seiten des direkten Bildes ganz verschiedene Helligkeit Auf derselben Seite des direkten Bildes mußte die Helligkeit einer Farbe mit wachsender Ordnungszahl abnehmen, weil die Dispersion zunimmt Durch die besondere Gestalt der Furchen ist das aber manchmal nicht der Fall, so daß eine hohere Ordnung besonders hervortritt

33 Koinzidenzen von Linien verschiedener Wellenlange Durch die beiden Sammellinsen, die das einfallende Licht parallel machen und das zuruckgeworfene Licht wieder im Spektrum vereinigen, werden fur die verschiedenen Farben in den Lichtwegen Unterschiede eingefuhrt, weil sich keine Sammellinse konstruieren laßt, die fur alle Farben die gleiche Brennweite besitzt Das kann unter Umstanden ein Vorteil sein, weil dadurch die Spektren verschiedener Ordnungen unterschieden werden konnen Bei Okularbeobachtungen allerdings sind sie schon durch die Farbe zu unterscheiden, bei photographischen Aufnahmen fallt dagegen diese Moglichkeit der Unterscheidung fort Unter anderen Umstanden kann es aber gerade erwunscht sein, die verschiedenen Ordnungen des Spektrums langs derselben Kurve ubereinandergelagert zu erhalten, um die Wellenlangen zweier verschiedener Farben aufeinander zu beziehen Wenn z B die eine Spektrallinie in dritter Ordnung mit einer anderen in vierter Ordnung zusammenfallt, so mussen die beiden Schwingungszahlen die Beziehungen

$$\nu_1 \tau = 3 \quad \text{und} \quad \nu_2 \tau = 4$$

fur den gleichen Wert von τ erfullen Sie verhalten sich also wie 3 : 4 und ihre Wellenlange wie 4 : 3 Auch wenn die beiden Linien nicht genau zusammenfallen, sondern nur nahe beieinander liegen, wird man ihr Verhaltnis ermitteln konnen Denn wenn $\nu_1 \tau = 3$, $\nu_2 \tau' = 4$ und τ' sehr wenig von τ verschieden ist, so wird eine auch nur grob richtige Schatzung des Maßstabes des Spektrums ermoglichen, mit hoher absoluter Genauigkeit anzugeben, welche Anderung $\Delta \nu$ von ν_2 dem Abstand der beiden Linien entspricht, so daß dann

$$\nu_1 : \nu_2 + \Delta \nu = 3 : 4$$

34 Das Konkavgitter Das Aufeinanderfallen der verschiedenen Ordnungen hat ROWLAND unter Verzicht auf die beiden Sammellinsen dadurch erreicht, daß er die Furchen statt auf eine ebene Flache auf einen Hohlspiegel einritzte Dieser Apparat wird ein Konkavgitter genannt Das von einem leuchtenden Punkt ausgehende Licht wird dadurch ohne weitere Apparate in ein Spektrum auseinandergezogen, bei dem alle Ordnungen genau ubereinanderfallen Zugleich wird der große Vorteil erreicht, daß das Spektrum in allen vorhandenen Richtungen gleichzeitig beobachtet werden kann, wahrend bei Anwendung von Sammellinsen oder Hohlspiegeln immer nur ein verhaltnismaßig kleiner Teil des Spektrums entworfen wird Welche Nachteile andererseits das Konkavgitter gegenuber dem ebenen Gitter besitzt, wird eine eingehendere Diskussion zeigen

Von einem leuchtenden Punkte A falle ein Strahl auf einen Punkt P einer beliebig gekrummten Flache Von P aus werde das Licht nach allen Richtungen

zerstreut und gelange unter anderem auf geradem Wege nach einem Punkt B Das Medium, in dem sich das Licht bewegt, sei uberall dasselbe Wir wollen untersuchen, wie sich die Phase des in B eintreffenden Lichtes andert, wenn P auf der Flache sich verschiebt Die Zeit ergibt sich aus dem Wege

$$AP + PB$$

durch Division mit der Lichtgeschwindigkeit Wir haben also die Anderungen dieses Weges zu untersuchen

Denken wir uns ein Rotationsellipsoid mit den Brennpunkten A und B durch den Punkt P gelegt, das die Flache in einer Kurve schneidet, so wird $AP + PB$ sich nicht andern, wenn P sich langs dieser Kurve bewegt Konstruieren wir nun eine Schar von konfokalen Rotationsellipsoiden, so erhalten wir auf der Flache eine Kurvenschar, fur die $AP + PB$ sich nicht andern wird, wenn P sich langs irgendeiner Kurve der Schar bewegt Wir wollen uns eine Reihe dieser Kurven so gezogen denken, daß der Weg $AP + PB$ sich von einer Kurve zur nachsten um $c\tau$ andert, wo c die Lichtgeschwindigkeit und τ ein kleines Zeitintervall bedeutet Dadurch wird die Flache in eine Reihe von Streifen eingeteilt Gesetzt nun, wir konnten durch Ritzen der Flache bewirken, daß nur die Rander der Streifen Licht zuruckwerfen, wahrend es zwischen den Randern verschluckt wird, so wurde die Lichtbewegung in B sich aus einer Reihe von Lichtbundeln zusammensetzen, von denen jedes gegen das vorhergehende um die Zeit τ verschoben ist Ist nun ν die Schwingungszahl des Lichtes, so wird jedes Bundel um $\nu\tau$ Schwingungen gegen das vorhergehende verschoben sein Wenn daher $\nu\tau$ gleich einer ganzen Zahl m ist, so werden sie alle mit der gleichen Phase in B eintreffen und sich verstarken (vgl Ziff 6) Licht von benachbarten Schwingungszahlen wird in B durch Interferenz sich aufheben, aber es leuchtet ein, daß bei passender Verschiebung von B wieder bis zu einem gewissen Grade die Phasengleichheit der Lichtbundel wird erreicht werden konnen, so daß also ein Spektrum entsteht, bei dem die verschiedenen Ordnungen zusammenfallen

35 Die Lage des Spektrums beim Konkavgitter Bei dem ROWLANDschen Konkavgitter wird eine spharische Flache in aquidistanten parallelen Ebenen geritzt Wir wollen die xy-Ebenen senkrecht zu jenen Ebenen annehmen, den Nullpunkt in die Mitte der durchfurchten Flache legen und den Mittelpunkt der Kugelflache auf der x-Achse annehmen Die Punkte A und B sollen beide in der xy-Ebene liegen, und wir wollen uns zunachst auf die Strahlen in der xy-Ebene beschranken Ist P ein Punkt der Kugelflache, wo sie von der xy-Ebene geschnitten wird, und sind x und y seine Koordinaten, so ist

$$x^2 + y^2 = 2\varrho x,$$

wobei ϱ den Radius der Kugel bedeutet Es seien x_A, y_A die Koordinaten des Punktes A und r_A seine Entfernung vom Nullpunkt, so ist

$$\begin{aligned}\overline{AP} &= \sqrt{(x - x_A)^2 + (y - y_A)^2} = \sqrt{r_A^2 - 2x_A x - 2y_A y + x^2 + y^2} \\ &= \sqrt{r_A^2 + 2(\varrho - x_A)x - 2y_A y} \\ &= \sqrt{r_A^2 - 2y_A y + \left(1 - \frac{x_A}{\varrho}\right)(y^2 + x^2)}\end{aligned}$$

Nun ist x gegen y von zweiter Ordnung, x^2 also von vierter Ordnung Mithin erhalten wir durch Entwicklung nach Potenzen von y

$$\overline{AP} = r_A - \frac{y_A}{r_A} y + \left[1 - \frac{x_A}{\varrho} - \left(\frac{y_A}{r_A}\right)^2\right] \frac{y^2}{2r_A} + \text{hohere Ordnung}$$

und analog fur $\overline{BP}$

$$\overline{BP} = r_B - \frac{y_B}{r_B} y + \left[1 - \frac{x_B}{\varrho} - \left(\frac{y_B}{r_B}\right)^2\right] \frac{y^2}{2r_B} + \text{hohere Ordnung}$$

Sind φ_A und φ_B die Winkel der Richtungen OA und OB mit der x-Achse, so ist $x_A = r_A \cos\varphi_A$, $y_A = r_A \sin\varphi_A$ und analog für B. Mithin ergibt sich

$$\overline{AP} + \overline{BP} = r_A + r_B - (\sin\varphi_A + \sin\varphi_B)\, y$$
$$+ \left(\frac{\cos^2\varphi_A}{r_A} + \frac{\cos^2\varphi_B}{r_B} - \frac{\cos\varphi_A}{\varrho} - \frac{\cos\varphi_B}{\varrho}\right)\frac{y^2}{2} + \text{hohere Ordnung}$$

Von einer Furche zur nächsten nimmt y in entsprechenden Punkten um einen Betrag b zu. Wir fragen, wie muß bei gegebener Lage von A der Punkt B gewählt werden, damit der Weg $\overline{AP} + \overline{BP}$ auch von Furche zu Furche mit hinreichender Genauigkeit immer um den gleichen Betrag $c\tau$ sich ändert? Dazu müßte $\overline{AP} + \overline{BP}$ linear von y abhangen, und der Koeffizient von y müßte gleich $c\tau/b$ sein, d. h. es müßten in der Entwicklung nach Potenzen von y alle Glieder verschwinden, die von höherer als der ersten Ordnung sind, und zugleich müßte

$$b(\sin\varphi_A + \sin\varphi_B) = c\tau$$

sein. Nehmen wir nun an, daß die Breite der durchfurchten Fläche klein ist gegen die Entfernungen r_A und r_B, so werden in der Entwicklung nach Potenzen von y die höheren Glieder eine geringere Rolle spielen. Wir werden daher die Lage von B so zu wählen haben, daß das Glied mit y^2 verschwindet, während das Nichtverschwinden der weiteren Glieder ertragen werden muß. Denn da wir nur die beiden Größen φ_B und r_B zur Verfügung haben, so können wir außer der Bedingung

$$b(\sin\varphi_A + \sin\varphi_B) = c\tau$$

nur noch eine Bedingung erfüllen. Diese zweite Bedingung ist:

$$\frac{\cos^2\varphi_A}{r_A} + \frac{\cos^2\varphi_B}{r_B} - \frac{\cos\varphi_A}{\varrho} - \frac{\cos\varphi_B}{\varrho} = 0$$

Durch die Erfüllung dieser beiden Bedingungen wird nun zwar die Zeitdifferenz τ von Furche zu Furche nicht genau denselben Wert haben, aber wenn die Abweichung von einem mittleren Wert so klein ist, daß die entsprechende Phasendifferenz bei der Interferenz der n Lichtbündel nicht in Betracht kommt, so können wir uns damit begnügen.

Die zweite Bedingung ist die Gleichung einer gewissen Kurve in Polarkoordinaten r_B, φ_B des Punktes B, die sich mit der Lage des Punktes A ändert. Wir können sie in der Form schreiben

$$\cos\varphi_B\left(\frac{\varrho\cos\varphi_B}{r_B} - 1\right) = -\cos\varphi_A\left(\frac{\varrho\cos\varphi_A}{r_A} - 1\right)$$

Die rechte Seite der Gleichung ist von der Lage des Punktes B unabhängig. Für jede Richtung φ_B läßt sich dann r_B leicht berechnen. Auf der Kurve, die sich auf diese Weise für B ergibt, haben wir uns nun nach der ersten Gleichung eine τ-Skala angebracht zu denken, die in jedem Punkte durch die Gleichung

$$\nu\tau = m$$

(m eine ganze Zahl) (vgl. Ziff. 7), die Schwingungszahlen der verschiedenen Ordnungen bestimmt, die sich an der betreffenden Stelle überlagern. $\tau = 0$, also $\varphi_B = -\varphi_A$, entspricht dem direkten Bilde des Punktes A. Die zweite Gleichung geht dann in die gewöhnliche Gleichung der reflektierten Strahlen über

$$\cos\varphi\left(\frac{1}{r_A} + \frac{1}{r_B}\right) = \frac{2}{\varrho}$$

36. Der ROWLANDsche Kreis. Ein spezieller Fall verdient besonders hervorgehoben zu werden. Liegt nämlich der Punkt A auf dem Kreise $r_A = \varrho\cos\varphi_A$,

dessen Durchmesser die Strecke vom Anfangspunkt zum Mittelpunkt der Kugelfläche ist, so verschwindet die rechte Seite der Gleichung, und es wird

$$\frac{\varrho\cos\varphi_B}{r_B} - 1 = 0,$$

d. h. B muß ebenfalls auf demselben Kreise liegen. Dieser Kreis wird der ROWLANDsche Kreis genannt, und einige Methoden der Aufstellung des Konkavgitters benutzen ihn. ROWLAND setzt (vgl. Abb. 15) das Gitter G und die Kamera K zum Photographieren des Spektrums an die Enden eines Balkens von der Länge ϱ, der mit zwei Zapfen auf zwei Wagen ruht, die auf den beiden Schenkeln eines rechten Winkels rollen. Der Spalt S steht im Scheitel des rechten Winkels, und die Kamera bildet einen Kreisbogen vom Radius $\varrho/2$. K, G, S liegen durch diese Anordnung für jede Stellung des Balkens GK auf dem ROWLANDschen Kreise. Bei ROWLAND nimmt die Kamera einen verhältnismäßig kleinen Teil des Kreises ein. φ_B wird nicht größer als etwa 3°. Das hat den Vorteil, daß der Maßstab des Spektrums, auf Wellenlängen der ersten Ordnung bezogen, für den ganzen von der Kamera enthaltenen Bereich sehr nahe konstant ist. Denn in der ersten Ordnung ist

Abb. 15. ROWLANDS Aufstellung des Konkavgitters.

$$\nu\tau = \frac{c}{\lambda}\tau = 1,$$

also $d\lambda = c\,d\tau = b\cos\varphi_B\,d\varphi_B$. Das diesem Winkel $d\varphi_B$ entsprechende Stück ds des Spektrums hat die Länge $\varrho\,d\varphi_B$, da der Radius des Kamerakreises gleich $\varrho/2$ und der zugehörige Zentriwinkel gleich $2\,d\varphi_B$ ist. Mithin ist

$$\frac{d\lambda}{ds} = \frac{b}{\varrho}\cos\varphi_B = \frac{b}{\varrho} - \frac{2b}{\varrho}\sin^2\left(\frac{\varphi_B}{2}\right).$$

Da φ_B höchstens etwa gleich $^1/_{20}$ ist, so wird $d\lambda/ds$ etwa bis auf $^1/_{800}$ seines Betrages gleich b/ϱ sein. Oder anders ausgedrückt, wenn man mit λ_0 die Wellenlänge an der Stelle $\varphi_B = 0$ bezeichnet, so ist

$$\lambda - \lambda_0 = b\sin\varphi_B = b\sin\left(\frac{s}{\varrho}\right) = \frac{b}{\varrho}s - \frac{b}{6}\left(\frac{s}{\varrho}\right)^3 + \cdots.$$

Setzt man $\lambda - \lambda_0 = \frac{b}{\varrho}s$, so wird man einen Fehler begehen von etwa der Größe

$$\frac{b}{6}\left(\frac{s}{\varrho}\right)^3 = (\lambda - \lambda_0)\,\frac{1}{6}\left(\frac{s}{\varrho}\right)^2,$$

also höchstens etwa $\frac{\lambda-\lambda_0}{2400}$. Bei den großen ROWLANDschen Gittern ($\varrho = 650$ cm, $b = 1{,}76\cdot10^{-4}$ cm) ist b/ϱ ungefähr gleich $2{,}7\cdot10^{-7}$, so daß auf 1 cm im Spektrum eine Wellenlängendifferenz von $27\cdot10^{-8}$ cm kommt. Für $\varphi_B = 3°$ z. B. wird also $\lambda-\lambda_0$ gleich $650\cdot10^{-8}$ cm, $\frac{\lambda-\lambda_0}{2400}$ gleich $0{,}27\cdot10^{-8}$ cm, ein Betrag, der keineswegs zu vernachlässigen ist, der aber ohne Schwierigkeit in Rechnung gestellt werden kann.

Eine andere Anordnung besteht darin, daß man die Kamera oder den Spalt oder auch beide auf den Endpunkt von Radien von der Länge $\varrho/2$ setzt, die um die Mitte zwischen Gitter und Zentrum der Kugelfläche drehbar sind (ABNEY). Eine dritte Aufstellung endlich setzt Spalt, Gitter und Kamera fest auf eine feste Unterlage, wobei die Kamera längs des ROWLANDschen Kreises auf beiden Seiten des Spaltes verläuft (RUNGE und PASCHEN). Als Unterlage dient für große

ROWLANDsche Gitter ein eisernes Gerüst aus I-Trägern, die längs des ROWLANDschen Kreises durch einen horizontalen Tisch verbunden sind und an ihrem einen Ende auf Stahlwalzen ruhen, so daß sie sich bei Temperaturänderungen ohne Spannung ausdehnen oder zusammenziehen können. Oder es besteht die feste Unterlage aus einem erschütterungsfreien Betonfußboden, der auf Pfeilern Gitter, Spalt und Kamera trägt.

Konkavgitter von kleinem Krümmungsradius werden zweckmäßig mit festem Gitter, Spalt und fester Kamera auf einer Spiegelglasplatte oder einer starken Schieferplatte aufgestellt.

Wird der Spalt außerhalb des ROWLANDschen Kreises angenommen, so liegt das Spektrum innerhalb von ihm. Hervorzuheben ist der Fall, daß man durch Linse oder Hohlspiegel den Spalt ins Unendliche wirft, das aufs Gitter fallende Licht also parallel macht (RUNGE und PASCHEN). Die Gleichung des Spektrums ist dann

$$\frac{\varrho\cos^2\varphi_B}{r_B} = \cos\varphi_B + \cos\varphi_A.$$

Der Grund, warum dieser Fall besondere Aufmerksamkeit verdient, wird sich bei der Betrachtung des Astigmatismus des vom Gitter zurückgeworfenen Lichtes zeigen.

37. Abweichungen vom ROWLANDschen Kreise. Bei den Konkavgittern wird in der Regel beobachtet, daß, wenn der Spalt auf dem ROWLANDschen Kreise steht, das Spektrum nicht genau auf dem ROWLANDschen Kreise liegt, sondern von dieser Lage ein klein wenig abweicht. Ebenso findet man, daß für irgendeine andere Stellung des Spaltes das Spektrum nicht genau die nach der obigen Formel berechnete Lage hat. Das läßt sich dadurch erklären, daß die Furchen nicht genau in Ebenen gleichen Abstandes gezogen sind, sondern daß der Abstand je zweier aufeinanderfolgenden Ebenen von der einen Seite des Gitters zur anderen sich ändert. Nehmen wir an, diese Änderung erfolge ganz gleichmäßig, so ist der Abstand y der μten Ebene vom Nullpunkt aus gezählt in der Form

$$y = b\mu + k\mu^2$$

anzusetzen, wodurch der Abstand zwischen der μten und $(\mu+1)$ten Ebene gleich

$$b + k(2\mu + 1)$$

wird, also für jeden folgenden Wert von μ sich um $2k$ ändert.

Soll nun $AP + PB$ für jedes folgende μ sich möglichst genau immer um denselben Betrag ändern, so werden wir die Entwicklung nach Potenzen von y durch Einsetzen von

$$y = b\mu + k\mu^2$$

in eine solche nach Potenzen von μ zu verwandeln und den Koeffizienten von μ^2 gleich Null zu setzen haben.

Nun war

$$AP + PB = r_A + r_B - (\sin\varphi_A + \sin\varphi_B)\,y$$
$$+ \left[\frac{\cos\varphi_B}{r_B}(\varrho\cos\varphi_B - r_B) + \frac{\cos\varphi_A}{r_A}(\varrho\cos\varphi_A - r_A)\right]\frac{y^2}{2\varrho} + \cdots$$

Bis zu den Gliedern zweiter Ordnung haben wir also nur $b\mu$ für y einzusetzen, und das Glied

$$-(\sin\varphi_A + \sin\varphi_B)\,k\mu^2$$

hinzuzufügen. Es bleibt dann die Bedingung

$$(\sin\varphi_A + \sin\varphi_B)\,b = c\tau$$

bestehen, aber die Gleichung des Spektrums wird

$$\left[\frac{\cos\varphi_B}{r_B}(\varrho\cos\varphi_B - r_B) + \frac{\cos\varphi_A}{r_A}(\varrho\cos\varphi_A - r_A)\right]\frac{b^2}{2\varrho} = (\sin\varphi_A + \sin\varphi_B)\,k$$

Sei $\bar{r}_B$ die Entfernung, die sich fur $k = 0$ ergibt, fur die also die eckige Klammer verschwindet Dann ist

$$\cos^2\varphi_B\left(\frac{1}{r_B} - \frac{1}{\bar{r}_B}\right) = (\sin\varphi_A + \sin\varphi_B)\,\frac{2k}{b^2} = \frac{2k}{b}\,\frac{c\tau}{b^2}.$$

Langs des Spektrums andert sich also die Abweichung $\frac{1}{r_B} - \frac{1}{\bar{r}_B}$ proportional $\tau/\cos^2\varphi_B$ Im direkten Bilde ($\tau = 0$) ist sie Null und hat auf verschiedenen Seiten des direkten Bildes entgegengesetztes Vorzeichen

Mit anderen Worten ein kleiner, linear uber das Gitter fortschreitender Fehler in der Gitterteilung wird durch die Veranderung in der Lage des Spektrums kompensiert Auch bei ebenen Gittern wirkt sich eine monoton veranderliche Gitterkonstante in der Lage des Spektrums aus Fallt paralleles Licht auf, so liegt das Spektrum nicht im Unendlichen, sondern im Endlichen Das Gitter hat also „fokale Eigenschaften"

38 Astigmatismus. Wir haben bisher nur die Strahlen betrachtet, die von A ausgehend in der xy-Ebene verlaufen Wollen wir auch die anderen auf die durchfurchte Flache fallenden Strahlen berucksichtigen, so haben wir dem Punkt P eine von Null verschiedene z-Koordinate zu geben und die Gleichung der Kugelflache in der Form

$$x^2 + y^2 + z^2 = 2\varrho x$$

anzusetzen Die Reihenentwicklungen von $\overline{AP}$ und $\overline{PB}$ sind nun nach Potenzen von y und z zu machen Es ist

$$\begin{aligned}\overline{AP}^2 &= (x - x_A)^2 + (y - y_A)^2 + z^2 = r_A^2 - 2x_A x - 2y_A y + x^2 + y^2 + z^2\\ &= r_A^2 - 2y_A y + 2(\varrho - x_A)\,x = r_A^2 - 2y_A y + \left(1 - \frac{x_A}{\varrho}\right)(x^2 + y^2 + z^2)\end{aligned}$$

Da x von zweiter Ordnung in y und z ist, so erhalten wir bis auf Glieder vierter Ordnung

$$\overline{AP}^2 = r_A^2 - 2y_A y + \left(1 - \frac{x_A}{\varrho}\right)(y^2 + z^2)$$

und somit ahnlich wie oben bis auf Glieder dritter Ordnung

$$\overline{AP} = r_A - \sin\varphi_A\, y + \frac{\cos\varphi_A}{\varrho}\,(\varrho\cos\varphi_A - r_A)\,\frac{y^2}{2r_A} + \left(1 - \frac{r_A\cos\varphi_A}{\varrho}\right)\frac{z^2}{2r_A}$$

Die analoge Entwicklung gilt fur $\overline{PB}$, und es ergibt sich daher fur $\overline{AP} + \overline{PB}$ eine Entwicklung, deren lineares Glied wieder wie oben

$$-(\sin\varphi_A + \sin\varphi_B)\,y$$

ist, deren Glieder zweiter Ordnung jetzt aber die Form haben

$$\left[\frac{\cos\varphi_A}{\varrho r_A}(\varrho\cos\varphi_A - r_A) + \frac{\cos\varphi_B}{\varrho r_B}(\varrho\cos\varphi_B - r_B)\right]\frac{y^2}{2} + \left[\frac{1}{r_A} - \frac{\cos\varphi_A}{\varrho} + \frac{1}{r_B} - \frac{\cos\varphi_B}{\varrho}\right]\frac{z^2}{2}$$

Jetzt wird es aber im allgemeinen nicht moglich sein, durch passende Wahl der Lage von B die Glieder zweiter Ordnung fur beliebige Werte von y und z zum Verschwinden zu bringen Denn wenn der Koeffizient von z^2 gleich Null gesetzt wird, so wird im allgemeinen nicht zugleich auch der Koeffizient von y^2 verschwinden konnen Das sieht man am besten aus der Differenz der beiden Koeffizienten Bezeichnen wir diese Koeffizienten mit K_y und K_z, so erhalt man

$$K_z - K_y = \frac{\sin^2\varphi_A}{r_A} + \frac{\sin^2\varphi_B}{r_B}.$$

Fur gleiches Vorzeichen von r_A und r_B, d h wenn A und B auf derselben Seite des Gitters liegen sollen, konnen die beiden Koeffizienten fur endliche Werte

von r_A und r_B nur dann gleichzeitig verschwinden, wenn φ_A und φ_B, also auch $\tau = 0$ ist D h nur im direkten Bilde und nur wenn A auf der x-Achse liegt, kann das Verschwinden der Glieder zweiter Ordnung fur beliebige Werte von y und z erreicht werden Aber so gut, wie wir die Strahlen in der xy-Ebene fur sich untersucht haben, konnen wir auch die Strahlen in der xz-Ebene fur sich untersuchen Sollen ihre Lichtwellen in B mit derselben Phase eintreffen, so muß der Koeffizient von z^2 verschwinden, wenn wir von den Gliedern hoherer Ordnung absehen Es wird also

$$K_z = \frac{1}{r_B} - \frac{\cos\varphi_B}{\varrho} + \frac{1}{r_A} - \frac{\cos\varphi_A}{\varrho} = 0$$

Der Wert von r_B, der sich hieraus ergibt, muß großer sein als der Wert, der sich fur dasselbe φ_B aus der Gleichung $K_y = 0$ ableitet Denn da A und B beide vor dem Gitter liegen sollen, so ist $K_z - K_y$ positiv Wenn also K_z verschwindet, so muß K_y negativ sein Wenn nun fur einen gewissen Wert von r_B $K_y = 0$ ist, so muß das Glied $\frac{\cos^2\varphi_B}{r_B}$, in dem allein r_B vorkommt, verkleinert werden, um K_y negativ zu machen, d h r_B muß vergroßert werden Auf dem im Nullpunkt vom Gitter zuruckgeworfenen Strahl OB, auf dem wir oben den Punkt B fanden, fur den

$$(\sin\varphi_A + \sin\varphi_B)\, b = c\tau$$

und $K_y = 0$ ist, liegt also in großerer Entfernung ein zweiter Punkt B', fur den die von der mittelsten Furche zuruckgeworfenen Lichtwellen mit gleicher Phase eintreffen Die entsprechenden durch B' laufenden Strahlen sind bei B zu einer der z-Achse parallelen Linie ausgebreitet, ebenso wie die oben betrachteten durch B in der xy-Ebene laufenden Strahlen in B' zu einer Linie ausgebreitet sind Die beiden Linien sind die Brennlinien des gesamten durch

$$(\sin\varphi_A + \sin\varphi_b)\, b = c\tau$$

bestimmten, vom Gitter zuruckgeworfenen Strahlenbundels Eine punktformige Lichtquelle A wird also in B nicht wieder punktformig, sondern durch eine auf der xy-Ebene senkrecht stehende Brennlinie abgebildet, deren Lange l durch die Furchenlange L und durch die Entfernungen r_B und $r_{B'}$ der beiden Brennlinien in der Proportion

$$l : L = r_{B'} - r_B : r_{B'}$$

gegeben ist Da diese Brennlinie auf der Spektralkurve senkrecht steht, so erhalt man ein brauchbares Spektrum, wenn man in A einen auf der xy-Ebene senkrechten Spalt aufstellt Die verschiedenen Punkte des Spaltes werden dann zwar uber oder unter dem Punkte B nicht punktformig abgebildet, aber die verschiedenen Brennlinien fugen sich zu einer Spektrallinie zusammen Wo die Brennlinien ubereinanderfallen, addieren sich dabei die Intensitaten (es handelt sich ja um inkohärente uberlagerte Strahlen), und man kann bei einiger Ausdehnung des Spaltes dieselbe Intensitat wie bei stigmatischer Abbildung erreichen

39 Falle stigmatischer Abbildung Wir fanden oben die Differenz der Koeffizienten K_y und K_z von $y^2/2$ und $z^2/2$ in der Entwicklung von $\overline{AP} + \overline{PB}$ gleich

$$\frac{\sin^2\varphi_A}{r_A} + \frac{\sin^2\varphi_B}{r_B}$$

und schlossen daraus, daß fur positive Werte von r_A und r_B die beiden Koeffizienten nicht gleichzeitig verschwinden konnen Wenn man aber eine der beiden Entfernungen r_A und r_B unendlich werden laßt und die Richtung des anderen Strahles in die Normale des Gitters legt, so verschwindet die Differenz der beiden Koeffizienten, und die Gleichung $K_z = 0$ wird mit $K_y = 0$ identisch Dann fallen die Punkte B und B' zusammen, und der Astigmatismus verschwindet

Wir gewinnen somit zwei Moglichkeiten stigmatischer Abbildung

$$1 \qquad r_A = \infty, \qquad \varphi_B = 0, \qquad \frac{1}{r_B} = \frac{1 + \cos\varphi_A}{\varrho},$$

$$2 \qquad \frac{1}{r_A} = \frac{1 + \cos\varphi_B}{\varrho}, \qquad \varphi_A = 0, \qquad r_B = \infty$$

Im ersten Fall lassen wir paralleles Licht in irgendeiner Richtung der xy-Ebene auf das Gitter fallen Dann entsteht in der Richtung der Normalen im Abstand $r_B = \frac{\varrho/2}{\cos^2(\varphi_1/2)}$ ein stigmatisches Bild in den Farben $\nu = \pm\frac{m}{\tau}$ (m eine ganze Zahl), wo $b \sin\varphi_A = c\tau$ Links und rechts von diesem Punkt wird das Spektrum zwar nicht streng stigmatisch sein, aber der Astigmatismus wird von zweiter Ordnung in φ_B

Im zweiten Fall bringen wir umgekehrt die Lichtquelle in einen Punkt der Gitternormalen in einer beliebigen Entfernung r_A, die nur zwischen ϱ und $\varrho/2$ liegen muß Dann beobachten wir das in der Richtung φ_B austretende parallele Licht, wo

$$\cos\varphi_B = \frac{\varrho}{R_A} - 1,$$

z B durch ein auf unendlich eingestelltes Fernrohr und erhalten ein stigmatisches Bild der Lichtquelle

40 Stigmatisches Spektrum durch astigmatische Spaltbeleuchtung Auch fur eine beliebige andere Lage des Spaltes kann man an irgendeiner verlangten Stelle des Spektrums eine stigmatische Abbildung des Spaltes erzielen, indem man durch den Spalt ein Lichtbundel mit geeignetem Astigmatismus treten laßt Die eine Brennlinie dieses Lichtbundels muß in den Spalt gelegt werden, die andere Brennlinie in die richtige Entfernung vor den Spalt Diese Entfernung laßt sich dadurch berechnen, daß man sich an der Stelle des Spektrums, an der man den Astigmatismus beseitigen will, eine punktformige Lichtquelle denkt und die Lage der Brennlinien des Lichtbundels betrachtet, das in der Richtung des Spaltes vom Gitter zuruckgeworfen wird Die eine Brennlinie liegt im Spalt, die andere ergibt sich aus der Gleichung $K_z = 0$, wenn dann fur r_A, φ_A die Werte eingesetzt werden, die der Spektralstelle entsprechen, und fur φ_B der Wert, der dem Spalt entspricht r_B ist dann die Entfernung der vor dem Spalt liegenden Brennlinie vom Gitter, also

$$\frac{1}{r_B} = \frac{\cos\varphi_A + \cos\varphi_B}{\varrho} - \frac{1}{r_A}$$

Allerdings wird der Astigmatismus dadurch nur an der einen Stelle des Spektrums aufgehoben Aber links und rechts davon ist er wenigstens gering

Wird bei der festen Aufstellung von Spalt und Kamera auf dem ROWLANDschen Kreise der Astigmatismus an der Spektralstelle $\varphi_B = \sigma$, $r_B = \varrho$, also in der Gitternormalen korrigiert, so ist die zum Spalt senkrechte Brennlinie im Abstand

$$\frac{\varrho}{\cos\varphi_A}$$

anzuordnen, wahrend der Spalt selbst den Abstand $\varrho\cos\varphi_A$ hat Diese Brennlinie liegt also um den Betrag

$$\varrho\frac{\sin^2\varphi_A}{\cos\varphi_A}$$

vor dem Spalt Links und rechts von dieser Stelle des Spektrums ist aber die zur Beseitigung des Astigmatismus erforderliche Brennlinie in großerer Entfernung vom Spalt anzunehmen Sie hat also fur die Stelle des Spektrums in der Gitternormalen ihre kleinste Entfernung vom Spalt, andert diese also nur wenig fur die benachbarten Stellen des Spektrums

41. Einfluß einer Dispersion des Mediums auf die Koinzidenz verschiedener Ordnungen. Wir haben bisher angenommen, daß das Medium, in dem die Lichtbewegung vor sich geht, für alle Farben die gleiche Lichtgeschwindigkeit habe. Die Gleichung

$$(\sin\varphi_A + \sin\varphi_B)\,b = c\tau$$

ergibt für eine gegebene Lichtquelle und eine gegebene Stelle des Spektrums nur einen Wert von τ, und die verschiedenen Farben, die an dieser Stelle ihre Spektrallinie haben, sind durch

$$\nu\tau = m \qquad (m = 1, 2, \ldots)$$

gegeben, d. h. ihre Schwingungszahlen müssen sich wie die Ordnungen der Spektren verhalten, denen sie angehören. Wenn nun aber für zwei Ordnungen m und m' die Lichtgeschwindigkeiten c und c' nicht einander gleich sind, so erhalten wir an derselben Stelle des Spektrums nicht denselben Wert von τ, sondern zwei verschiedene Werte τ und τ', die durch die Gleichung

$$c\tau = c'\tau'$$

miteinander verbunden sind. Die zugehörigen Schwingungszahlen, für die

$$\nu\tau = m \quad \text{und} \quad \nu'\tau' = m',$$

verhalten sich dann also nicht wie $m : m'$, sondern wie $cm : c'm'$. Wohl aber verhält sich $\frac{\nu}{c}$ zu $\frac{\nu'}{c'}$ wie $m : m'$, d. h. also, es verhalten sich die Wellenlängen $\lambda = \frac{c}{\nu}2\pi$ und $\lambda' = \frac{c'2\pi}{\nu'}$ wie $m' : m$.

42. Die Aberration beim Konkavgitter. Wir haben bisher in der Entwicklung von $AP + PB$ nach Potenzen von y und z die Glieder von höherer als der zweiten Ordnung vernachlässigt. Wir wollen jetzt für $z = 0$ die Glieder dritter und vierter Ordnung entwickeln, um zu überschlagen, wie groß der begangene Fehler, die sog. Aberration ist. Es ist

$$\begin{aligned}
AP^2 &= r_A^2 - 2y_A y - 2x_A x + y^2 + x^2\\
&= r_A^2 - 2y_A y + y^2\left(1 - \frac{x_A}{\varrho}\right) + x^2\left(1 - \frac{x_A}{\varrho}\right)\\
&= (r_A - \sin\varphi_A y)^2 + y^2\left(\cos^2\varphi_A - \frac{r_A\cos\varphi_A}{\varrho}\right) + x^2\left(1 - \frac{r_A\cos\varphi_A}{\varrho}\right)\\
&= (r_A - \sin\varphi_A y)^2\left[1 + y^2\frac{\cos^2\varphi_A\varrho - r_A\cos\varphi_A}{\varrho(r_A - \sin\varphi_A y)^2} + x^2\frac{\varrho - r_A\cos\varphi_A}{\varrho(r_A - \sin\varphi_A y)^2}\right]
\end{aligned}$$

Werden die Koeffizienten von y^2 und x^2 in der eckigen Klammer mit u und v bezeichnet, so wird die Wurzel aus der eckigen Klammer gleich

$$\sqrt{1 + y^2u + x^2v} = 1 + \tfrac{1}{2}y^2u + \tfrac{1}{2}x^2v - \tfrac{1}{8}y^4u^2 + \cdots$$

Da x^2 von vierter Ordnung in y ist, so sind die durch Punkte angedeuteten Glieder von höherer als vierter Ordnung. Somit erhalten wir bis auf Glieder vierter Ordnung

$$\begin{aligned}
AP = r_A - \sin\varphi_A y &+ \frac{1}{2}y^2\frac{\cos^2\varphi_A\varrho - r_A\cos\varphi_A}{\varrho(r_A - \sin\varphi_A y)} + \frac{1}{2}x^2\frac{\varrho - r_A\cos\varphi_A}{\varrho(r_A - \sin\varphi_A y)}\\
&- \frac{1}{8}y^4\frac{(\cos^2\varphi_A\varrho - r_A\cos\varphi_A)^2}{\varrho^2(r_A - \sin\varphi_A y)^3}
\end{aligned}$$

Da es uns auf Glieder fünfter Ordnung nicht ankommt, so können wir in den Nennern der letzten beiden Glieder, die beide von vierter Ordnung sind, statt

$r_A - \sin\varphi_A y$ auch r_A schreiben Das Glied dritter Ordnung ergibt sich aus dem dritten Gliede gleich

$$\frac{1}{2}\,\frac{(\cos^2\varphi_A\,\varrho - r_A\cos\varphi_A)}{\varrho\, r_A}\,\frac{\sin\varphi_A\, y^3}{r_A},$$

wahrend das Glied zweiter Ordnung die Form hat

$$\frac{1}{2}\,\frac{\cos^2\varphi_A\,\varrho - r_A\cos\varphi_A}{\varrho\, r_A}\,y^2,$$

wie oben schon gefunden wurde Um die Entwicklung von $\overline{PB}$ zu erhalten, ist nur statt φ_A und r_A zu schreiben φ_B und r_B. In der Entwicklung von $\overline{AP} + \overline{PB}$ verschwinden die Glieder erster und zweiter Ordnung, und das Glied dritter Ordnung wird

$$\frac{1}{2}\left(\frac{\cos^2\varphi_A\,\varrho - r_A\cos\varphi_A}{\varrho\, r_A}\,\frac{\sin\varphi_A}{r_B} + \frac{\cos^2\varphi_B\,\varrho - r_B\cos\varphi_B}{\varrho\, r_B}\,\frac{\sin\varphi_B}{r_B}\right)y^3$$

oder, wie wir infolge des Verschwindens des Gliedes zweiter Ordnung auch schreiben konnen,

$$\frac{1}{2}\,\frac{\cos^2\varphi_A\,\varrho - r_A\cos\varphi_A}{\varrho\, r_A}\left(\frac{\sin\varphi_A}{r_A} - \frac{\sin\varphi_B}{r_B}\right)y^3$$

Dieser Betrag darf, vorausgesetzt, daß man die hoheren Glieder gegen ihn vernachlassigen darf, fur den großten vorkommenden Wert von y nicht mehr als etwa den vierten Teil der Wellenlange des Lichtes betragen Sonst werden die n Lichtbundel sich zum Teil schon gegenseitig durch Interferenz schwachen

Auf dem ROWLANDschen Kreis und ebenso in den oben betrachteten Fallen $\varphi_A = 0$, $r_B = \infty$ und $\varphi_B = 0$, $r_A = \infty$ verschwindet das Glied dritter Ordnung, und das Glied vierter Ordnung gibt dann die Aberration an Es wird auf dem ROWLANDschen Kreise gleich

$$\frac{1}{8\varrho^2}\left(\frac{\sin^2\varphi_A}{r_A} + \frac{\sin^2\varphi_B}{r_B}\right)y^4$$

Dieser Umstand, daß das Glied dritter Ordnung verschwindet, ist ein weiterer Grund, die Anordnung des Spaltes und des Spektrums auf dem ROWLANDschen Kreis zu bevorzugen Bei dieser Anordnung darf die durchfurchte Flache breiter sein als bei anderer Lage des Spaltes An der Stelle des Spektrums z B, die in der Gitternormalen liegt, haben wir in $m$ter Ordnung, da $\varphi_B = 0$,

$$\sin\varphi_A\, b = \lambda m$$

Die zulassige Gitterbreite B ergibt sich dann aus

$$\frac{1}{8\varrho^2}\,\frac{\sin^2\varphi_A}{\varrho\cos\varphi_A}\,\frac{B^4}{16} = \frac{\lambda}{4}$$

zu

$$B = 2\varrho\sqrt[4]{\frac{2\,b\cos\varphi_A}{m\,\varrho\sin\varphi_A}}$$

Fur ein Konkavgitter von kleinem Krummungsradius $\varrho = 100$ cm und $b = 1{,}7\ \ 10^{-4}$ cm ist z B.

$$B = 8{,}6\sqrt[4]{\frac{\cot\varphi_A}{m}}\ \text{cm}$$

Bei einer Breite der durchfurchten Flache von 8,6 cm durfte also $\cot\varphi_A$ nicht kleiner sein als m, wenn nicht die Strahlenbundel, die von den seitlichen Furchen ausgehen, anfangen sollen, die ubrige Lichtbewegung an der betrachteten Stelle des Spektrums zu schwachen Fur die erste Ordnung wurde $\varphi_A = 45°$ der Grenzwinkel sein, der nicht uberschritten werden durfte, fur die zweite Ordnung etwa 27°, fur die dritte etwa 19°.

43. Auflosungsvermogen des Prismas im Vergleich zum Gitter. Die Methode, durch die man das Auflosungsvermogen eines Gitters auf seine Breite zuruckfuhrt oder, besser gesagt, auf den Gangunterschied der uber die beiden seitlichen Rander der durchfurchten Flache fuhrenden Strahlen, laßt sich auch in analoger Weise anwenden, um die auflosende Kraft eines Prismas oder auch eines Prismensatzes zu ermitteln Betrachten wir namlich ein Strahlenbundel von gegebener Wellenlange, das durch eine rechteckige Blende senkrecht hindurchtritt, so wird es in Richtung der Seiten des Rechtecks gebeugt Die Lichtbewegung wird nicht nur senkrecht zur Blende sich fortpflanzen, sondern auch in benachbarten Richtungen Ist $\varphi = 0$ die Richtung senkrecht zur Blende und φ der Winkel mit einer benachbarten Richtung in einer Ebene, die durch die Mitte der Blende senkrecht zu einer Seite des Rechtecks gelegt ist, so wird die Intensitatsverteilung mit wachsendem φ abnehmen und zum erstenmal in der Richtung, fur die

$$\sin\varphi = \lambda/b,$$

verschwinden, wo b die Breite des Rechtecks in der betrachteten Ebene und λ die Wellenlange des Lichtes ist Teilt man namlich das Rechteck durch die Mittellinie senkrecht zu der betrachteten Ebene in zwei gleiche Teile, so wird der Gangunterschied der zwei von den beiden Halften in dieser Richtung ausgehenden Lichtbundel gerade eine halbe Wellenlange, und dadurch heben sie sich gegenseitig auf Fur großere Winkel φ folgen dann weitere Maxima und Minima Ahnlich wie oben werden wir nun schließen, daß die Farbenzerstreuung des Prismas oder des Prismensatzes zwei Farben voneinander trennt, wenn der Unterschied ihrer Wellenlangen dazu hinreicht, um das erste Minimum der benachbarten Wellenlange in die Hauptrichtung der ursprunglichen Wellenlange zu bringen Wir haben also den Winkel zu berechnen, um welchen die austretende Wellenfront der Wellenlange λ gedreht wird durch eine Anderung der Wellenlange um $\delta\lambda$, und diesen Winkel haben wir gleich dem Winkel $\varphi = \lambda/b$ zu setzen, bei dem zwei Strahlenbundel voneinander getrennt werden konnen Aus dieser Gleichung laßt sich dann $\delta\lambda/\lambda$ berechnen, d h die relative Anderung der Wellenlange, die durch das Prisma oder das Prismensystem wahrgenommen werden kann

Sei A_0B_0 die Wellenfront von der gegebenen Wellenlange vor Eintritt in das Prismensystem (Abb 16), AB die austretende Wellenfront, so ist die Zeit, die das Licht auf dem Wege von A_0 bis A gebraucht, gleich der Zeit auf dem Wege von B_0 bis B und ist kleiner als auf jedem benachbarten Wege zwischen denselben Punkten Das Licht der benachbarten Wellenlange $\lambda + \delta\lambda$ wird fur dieselben Wege andere Zeiten gebrauchen wegen der veranderten Lichtgeschwindigkeiten in den brechenden Medien Sei τ_B die Anderung der Zeit auf dem Wege B_0B und τ_A die auf dem Wege A_0A und c die Lichtgeschwindigkeit in dem letzten Medium, so ist die Schwenkung der Wellenfront gleich

Abb 16 Durchgang einer Welle durch ein Prismensystem

$$(c\tau_B - c\tau_A)/b$$

Ist s irgendein Wegteil in einem der brechenden Medien mit der Lichtgeschwindigkeit v fur die Wellenlange λ und v' fur die Wellenlange $\lambda + \delta\lambda$, so sind die entsprechenden beiden Zeiten

$$s/v \quad \text{und} \quad s/v'$$

und mit der Lichtgeschwindigkeit c multipliziert

$$ns \quad \text{und} \quad n's,$$

wo n und n' die Brechungskoeffizienten des Mediums gegen das letzte Medium bedeuten Um also $c\tau_A$ zu berechnen, haben wir alle Wegteile des Weges A_0A mit den beiden Brechungskoeffizienten des betreffenden Mediums gegen das letzte Medium zu multiplizieren und die Differenz

$$(n' - n)\,s \qquad \text{oder} \qquad \frac{dn}{d\lambda}\,s\,d\lambda$$

zu bilden Handelt es sich z B um einen Prismensatz aus gleicher Glassorte und sind S_A und S_B die Summen der im Glas verlaufenden Teile der Wege A_0A und B_0B, so ist

$$c\tau_A = \frac{dn}{d\lambda}\,S_A\,d\lambda\,, \qquad c\tau_B = \frac{dn}{d\lambda}\,S_B\,d\lambda$$

und mithin

$$\frac{\frac{dn}{d\lambda}(S_B - S_A)\,d\lambda}{b} = \frac{\lambda}{b}$$

oder

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{1}{(S_B - S_A)\frac{dn}{d\lambda}}$$

Fur ein einziges Prisma, das voll ausgenutzt wird, so daß der eine Randstrahl die brechende Kante schneidet, der andere langs der Basis verlauft, ist $S_A = 0$ und S_B gleich der Basis Die „auflosende Kraft" $\lambda/d\lambda$ des Prismas ist dann also gleich der Basislange multipliziert mit dem Differentialquotienten des Brechungskoeffizienten nach der Wellenlange

Wird aus zwei Prismen verschiedener Medien ein Prisma zusammengesetzt derart, daß der eine Randstrahl nur die Basis B_1 des einen Prismas mit dem Brechungskoeffizienten n, der andere nur die Basis B_2 des anderen Prismas mit dem Brechungskoeffizienten n_2 durchlauft, so ist die auflosende Kraft

$$B_2\frac{dn_2}{d\lambda} - B_1\frac{dn_1}{d\lambda}$$

Die Werte von $dn/d\lambda$ erhalt man fur irgendein brechendes Medium aus der Dispersionsformel Es genugt z B in einem nicht zu großen Wellenlangenbereich die Formel

$$n = \alpha + \beta\lambda^{-2},$$

um mit ausreichender Genauigkeit den Brechungskoeffizienten als Funktion der Wellenlange darzustellen Dann ist

$$\frac{dn}{d\lambda} = -2\beta\lambda^{-3}$$

die auflosende Kraft eines Prismas, also

$$2B\beta\lambda^{-3}$$

RAYLEIGH gibt ein Beispiel von Flintglas, bei dem

$$\beta = 0{,}984 \cdot 10^{-10}\ \text{cm}^2$$

Fur Licht der Wellenlange $6 \cdot 10^{-5}$ cm ware die auflosende Kraft daher, wenn B auch in Zentimetern ausgedruckt wird,

$$926\,B$$

Die auflosende Kraft wird also fur $B = 1$ cm gleich der eines Gitters von 926 Furchen in erster Ordnung Der große Unterschied zwischen der auflosenden Kraft eines Gitters und der eines Prismas besteht aber darin, daß jene der Schwingungs-

zahl proportional ist[1], diese aber ungefähr proportional der dritten Potenz der Schwingungszahl ansteigt und daher selbst bei mäßigen Dimensionen des Prismas für sehr kleine Wellenlängen der auflösenden Kraft selbst großer Gitter überlegen wird. Um im Orange die auflösende Kraft der zweiten Ordnung eines Gitters von 100000 Furchen zu haben, mußte ein Prismensatz aus dem oben betrachteten Flintglas eine gesamte Basislänge von zwei Metern haben. Für eine dreimal größere Schwingungszahl dagegen würde schon eine Basislänge von $7^1/_2$ cm genügen, um der zweiten Ordnung des Gitters äquivalent, und eine Basis von $22^1/_2$ cm, um der sechsten Ordnung des Gitters äquivalent zu sein.

44. Geister. Die Gitterspektren zeigen meistens in der Nähe starker Spektrallinien auf beiden Seiten eine Reihe schwächerer Begleiter, die nicht etwa zu Schwingungszahlen gehören, wie sie ihrer Stellung im Spektrum entsprechen würden, sondern von dem Lichte der starken Spektrallinie hervorgerufen sind. Sie entstehen durch Fehler in der Gitterteilung. Die Furchen des Gitters werden durch eine Diamantspitze geritzt, die sich immer in derselben Ebene über die Fläche hinwegbewegen läßt, während ein Schlitten, auf dem das Gitter ruht, durch die Drehung einer Schraube nach dem Ziehen einer Furche jedesmal um das gleiche kleine Stück weitergezogen wird. Auf der Schraube ist zu dem Zweck ein Zahnrad befestigt und wird von Furche zu Furche um je einen Zahn gedreht. Meistens weist nun das Zahnrad kleine Unregelmäßigkeiten auf, so daß die Furchen nicht völlig äquidistant werden, Unregelmäßigkeiten, die sich jedoch nach je einer vollen Umdrehung der Schraube genau wiederholen. Die n Strahlenbündel, die von den Furchen zurückgeworfen im Punkte B miteinander interferieren, erregen also eine Lichtbewegung gleich dem imaginären Teil von

$$e^{\nu(t+\alpha_0)2\pi i} + e^{\nu(t+\alpha_1)2\pi i} + \cdots + e^{\nu(t+\alpha_{n-1})2\pi i},$$

wobei jetzt aber die Zeitintervalle $\alpha_1, \alpha_2, \ldots$ nicht mehr die ganzen Vielfachen einer Zeit τ sind, wie es bei einem vollkommenen Gitter sein müßte, sondern wo

$$\alpha_\varkappa = (\varkappa + f(\varkappa))\tau.$$

$f(\varkappa)$ bedeutet hier einen kleinen positiven oder negativen echten Bruch, der nach einer vollen Umdrehung der Schraube wieder denselben Wert annimmt, aber für die verschiedenen Stellungen der Trommel verschiedene Werte haben kann.

Wir setzen nun
$$e^{\alpha_\varkappa 2\pi i} = e^{\varkappa\tau 2\pi i} \cdot e^{f(\varkappa)\tau 2\pi i}$$

und vernachlässigen in der Entwicklung von

$$e^{f(\varkappa)\tau 2\pi i}$$

nach Potenzen von $f(\varkappa)\tau 2\pi i$ die Glieder von höherer als der ersten Ordnung, wozu wir bei den sehr kleinen Bruchteilen $f(\varkappa)$ berechtigt sind. Dann wird

$$e^{\alpha_\varkappa 2\pi i} = e^{\varkappa\tau 2\pi i}(1 + f(\varkappa)\tau 2\pi i).$$

Die in B hervorgerufene Lichtbewegung besteht dann also aus zwei Teilen, dem imaginären Teil von

$$e^{\nu t 2\pi i} + e^{\nu(t+\tau)2\pi i} + e^{\nu(t+2\tau)2\pi i} + \cdots + e^{\nu(t+(n-1)\tau)2\pi i},$$

den wir schon oben (Ziff. 30) betrachtet haben und dessen Amplitude wir gleich

$$\frac{\sin(n\tau\pi)}{\sin(\tau\pi)}$$

fanden, und dem imaginären Teil von

$$2\pi\tau i e^{\nu t 2\pi i}[f(0) + e^{\nu\tau 2\pi i} f(1) + e^{2\nu\tau 2\pi i} f(2) + \cdots + e^{(n-1)\nu\tau 2\pi i} f(n-1)]$$

[1] Denn mit wachsender Schwingungszahl wächst die Ordnung, in der die Spektrallinie noch beobachtet werden kann.

Jetzt möge m die Zahl der Zähne des Zahnrades sein, durch das die Stellungen der Schraube bedingt sind, und r die Anzahl der Umdrehungen der Schraube, so daß also $n = mr$. Dann ist $f(\varkappa)$ eine Funktion von $\varkappa$ mit der Periode m und läßt sich in einer FOURIERschen Reihe darstellen

$$f(\varkappa) = a_0 + a_1 \sin(\varkappa 2\pi/m + \beta_1) + a_2 \sin(2\varkappa 2\pi/m + \beta_2) + \cdots$$

Die Reihe ist nicht unendlich, da $f(\varkappa)$ nur für ganzzahlige Werte von $\varkappa$ definiert ist, sondern besteht, wenn m gerade ist, aus $(m/2 + 1)$, wenn m ungerade ist, aus $(m/2 + 1/2)$ Gliedern. Setzen wir die FOURIERsche Reihe für $f(\varkappa)$ oben ein, so wird dieser Ausdruck eine lineare Funktion von $a_0, a_1, \ldots$, und der Koeffizient von a_s wird

$$2\pi\tau i e^{\nu t 2\pi i} \sum_{\varkappa=0}^{n-1} \sin(s\varkappa 2\pi/m + \beta_s)\, e^{\varkappa\nu\tau 2\pi i}.$$

Für die Glieder

$$\varkappa = \varkappa_1,\ \varkappa_1 + m,\ \varkappa_1 + 2m,\ \ldots,\ \varkappa_1 + (r-1)m \qquad (\varkappa_1 < m)$$

hat der Sinus dieselben Werte. Wir können sie daher zusammenfassen zu

$$\sin(s\varkappa_1 2\pi/m + \beta_s)\, e^{\varkappa_1\nu\tau 2\pi i}\left(1 + e^{m\nu\tau 2\pi i} + \cdots + e^{(r-1)m\nu\tau 2\pi i}\right).$$

Die Klammer wird ein gemeinsamer Faktor, der genau so gebildet ist wie die oben (Ziff. 30) betrachtete Summe, nur daß $m\tau$ an Stelle von τ getreten ist. Sie ist gleich

$$e^{(r-1)\nu m\tau\pi i}\,\frac{\sin(r m\nu\tau\pi)}{\sin(m\nu\tau)}.$$

Wir können diesen Faktor ausklammern und haben dann nur über $\varkappa_1 = 0, 1, \ldots, m-1$ zu summieren.

Die Summe

$$\sum_{\varkappa_1} \sin(s\varkappa_1 2\pi/m + \beta_s)\, e^{\varkappa_1\nu\tau 2\pi i}$$

wird gebildet, indem wir den Sinus wieder durch die Exponentialfunktion ausdrücken. Wir erhalten so die beiden Summen

$$\pm\frac{1}{2i}\sum_{\varkappa_1} e^{((\varkappa_1\nu\tau \pm s\varkappa_1/m)2\pi \pm \beta_s)i}.$$

Das gibt analog wie oben

$$\pm\frac{1}{2i}\, e^{\beta_s i}\cdot e^{(m-1)(\nu\tau \pm s/m)\pi i}\,\frac{\sin m(\nu\tau \pm s/m)\pi}{\sin(\nu\tau \pm s/m)\pi}.$$

Somit erhalten wir aus dem Gliede

$$a_s \sin(s\varkappa 2\pi/m + \beta_s)$$

der FOURIERschen Entwicklung von $f(\varkappa)$ zwei Lichtbewegungen mit den Amplituden

$$a_s\pi\tau\,\frac{\sin m(\nu\tau \pm s/m)\pi}{\sin(\nu\tau \pm s/m)\pi}\cdot\frac{\sin(r m\nu\tau\pi)}{\sin(m\nu\tau\pi)}.$$

Der letzte Faktor hat seine Hauptmaxima an den Stellen des Spektrums, wo $\nu m\tau$ eine ganze Zahl ist. Das ist das Spektrum, das wir erhalten würden bei einer $m$mal so weiten Gitterteilung, einer Teilung also, wie sie einer vollen Umdrehung der Schraube entspricht. In der Tat ist dies ja eine genaue Periode der Gitterteilung. Die $m$te Ordnung dieser groben Gitterteilung fällt zusammen mit der ersten Ordnung der feinen, für die ja $\nu\tau = 1$. Aber nicht alle Hauptmaxima des letzten Faktors können eine beträchtliche Amplitude ergeben, sondern nur solche, für die auch der vorletzte Faktor eines seiner Hauptmaxima hat, d. h. nur an den Stellen des Spektrums, wo $\nu\tau \pm s/m$ eine ganze Zahl ist, wo also $\nu\tau$ sich um s/m von einer ganzen Zahl nach oben oder nach unten hin unterscheidet. Aber auch hier haben wir nur dann eine beträchtliche Intensität, wenn der

Koeffizient a_s der FOURIERschen Entwicklung der Gitterfehler groß genug ist Ist dies der Fall, so ergibt das also z B in dritter Ordnung fur die Schwingungszahl ν an beiden Seiten der Spektrallinie, die an der Stelle des Spektrums

$$\tau = 3/\nu = 3\lambda/c$$

erscheint, im Abstand

$$\Delta\tau = s/m\, 1/\nu$$

oder, in Wellenlangen dritter Ordnung gemessen, im Abstand

$$3\Delta\lambda = c\Delta\tau = s/m\lambda$$

eine begleitende Spektrallinie, deren Amplitude gleich ist

$$a_s \pi\tau m r = a_s \pi\tau n$$

Man nennt diese Begleiter Geister und spricht bei $s = 1, 2,$ von dem ersten, zweiten Geist usw Man will durch das Wort andeuten, daß die Spektrallinie eine andere Wellenlange vortauscht, die nicht ihrer Lage entspricht Der Name erscheint weniger treffend, wenn man bedenkt, daß die genaue Periode des Gitters einer ganzen Umdrehung der Schraube entspricht, jeder Geist also nichts anderes ist als die Spektrallinie dieser Farbe in einer gewissen Ordnung des Spektrums, das von dem Gitter dieser großen Periode mb entworfen wird Die kleine, nicht genau innegehaltene Periode b loscht dann alle Ordnungen fast ganz aus mit Ausnahme der $m$ten, $2m$ten usw

Die beiden $s$ten Geister auf verschiedenen Seiten einer Spektrallinie sollten nach der Formel gleich intensiv sein Das trifft auch einigermaßen zu Bisweilen ist indessen ein Unterschied deutlich wahrzunehmen, der auf anderen Gitterfehlern beruhen muß, die man nicht kennt Der Faktor τ in der Amplitude der Geister zeigt, daß dieselbe Farbe in den hoheren Ordnungen starkere Geister zeigen mußte In zweiter Ordnung z B ist fur dieselbe Schwingungszahl die Große τ zweimal so groß, die Intensitat der Geister also viermal so groß relativ zur Intensitat der Hauptlinie Auch das ist wenigstens insoweit richtig, als die Geister in hoheren Ordnungen relativ zur Hauptlinie wesentlich an Intensitat zunehmen

In der Regel sind die ersten Geister die starksten, aber ihre Intensitat nimmt keineswegs gleichmaßig mit wachsender Ordnungszahl ab Haufig ist der vierte Geist starker als der zweite und dritte und ungefahr so stark wie der erste Bei langen Expositionen starker Linien konnen manchmal auch bei sonst vorzuglichen Gittern 15 bis 20 Geister auf jeder Seite wahrgenommen werden Sie lassen sich nicht selten gut verwenden, einmal dadurch, daß sie dieselbe Linie in einer Reihe ganz verschiedener Intensitaten zeigen, aus der man diejenige aussuchen kann, die z B ihre Komponenten bei der Zerlegung im magnetischen Felde am besten darstellt, oder sie lassen sich wie eine Skala zur Messung anderer dazwischenliegender Linien verwenden Denn da man weiß, wieviel Furchen auf eine Umdrehung der Schraube kommen, so weiß man auch, welche Werte von τ den Stellen im Spektrum zukommen, an denen die Geister liegen

TH LYMAN hat zuerst darauf aufmerksam gemacht, daß außer diesen zuerst von ROWLAND theoretisch erklarten Geistern, die auf beiden Seiten ihrer Hauptlinie sich gruppieren, noch andere vorkommen in großer Entfernung von der Hauptlinie Das ware ja nun auch nach der ROWLANDschen Erklarung moglich Es konnten in der FOURIERschen Entwicklung von $f(x)$ einzelne Koeffizienten a_s auch fur hohe Werte von s betrachtliche Werte haben Wenn z B die m Furchen, die auf eine Umdrehung der Schraube kommen, einen nach je 5 Furchen wiederkehrenden periodischen Fehler zeigen, so wurden in der FOURIERschen Entwicklung die Koeffizienten a_s fur $s = \frac{m}{5}, \frac{2m}{5}, \frac{3m}{5}, \frac{4m}{5}$ betracht-

liche Werte haben, vorausgesetzt, daß m durch s teilbar ist Oder wenn diese Voraussetzung nicht erfullt ist, so haben diejenigen Koeffizienten a_s betrachtliche Werte, fur welche die ganze Zahl s den nicht ganzzahligen Werten $\frac{m}{5}, \frac{2m}{5}, \frac{3m}{5}, \frac{4m}{5}$ nahekommt Diese Geister mußten abei immer auf solche Stellen des Spektrums fallen, fur die $\nu m \tau$ eine ganze Zahl ist, d h auf die Stellen, wie sie einem Gitter mit der Periode einer Schraubenumdrehung zukommen Das ist aber bei den von LYMAN entdeckten Geistern nicht der Fall Bei einem Gitter z B, bei dem 750 Furchen auf eine Schraubenumdrehung kommen, finden sich die LYMANschen Geister an den Stellen eines Spektrums, die einer Periode von 175 Furchen entsprechen Wenn wir diese Zahl 175 an die Stelle von $m = 750$ treten lassen und nun einen mit der neuen Periode sich wiederholenden Fehler der Furchen mit $f(\nu)$ bezeichnen und in eine FOURIERsche Reihe entwickeln, so wurden wir, um die auftretenden Geister zu erklaren, anzunehmen haben, daß a_s fur $s = 67$ und 72, 103 und 108, ferner fur 138 betrachtliche Werte hatte Es ist bemerkenswert, daß diese Werte von s die Eigenschaft haben, daß $s/175$ nahe bei $2/5 = 70/175$, $3/5 = 105/175$ und $4/5 = 140/175$ liegen, so daß man vermuten muß, daß eine Periode von 5 Furchen außerdem noch eine Rolle spielt Warum aber die Zwischenwerte, z B $s = 68, 69, 70, 71$, keine Rolle spielen, ist nicht ersichtlich Auch ist nicht bekannt, woher die Periode von 175 Furchen stammt

Man konnte auch an eine andere Art von periodischen Fehlern denken, bei denen nicht die Lage der Furchen, sondern ihre Gestalt periodisch geandert wurde Auch diese wurden sowohl ROWLANDsche wie LYMANsche Geister erzeugen konnen Man kann sich das so klar machen Bei einem vollkommenen Gitter wurde die Amplitude an einer Stelle des Spektrums die Form haben

$$a \frac{\sin(n \nu \tau \pi)}{\sin(\nu \tau \pi)},$$

wie oben gezeigt wurde Ist m ein Teiler von n, so konnen wir diese Amplitude auch schreiben

$$a \frac{\sin(m \nu \tau \pi)}{\sin(\nu \tau \pi)} \frac{\sin(n \nu \tau \pi)}{\sin(m \nu \tau \pi)}$$

oder

$$A \frac{\sin(n \nu \tau \pi)}{\sin(m \nu \tau \pi)}, \qquad \text{wo} \qquad A = a \frac{\sin(m \nu \tau \pi)}{\sin(\nu \tau \pi)}$$

d h wir konnen das Gitter auffassen als eine n/mmalige Wiederholung der Gruppe von m Furchen Im Spektrum aber verschwinden durch die Beschaffenheit dieser Gruppe alle Ordnungen mit Ausnahme der $m$ten, $2m$ten usw Wird nun diese Gruppe von m Furchen periodisch gestort, sei es nun, daß ihre Abstande oder ihre Formen nicht die gleichen bleiben, so wird A nicht mehr an denselben Stellen verschwinden wie vorher, und es konnen die vorher durch das Verschwinden von A ausgeloschten Ordnungen wieder auftauchen Bei den ROWLANDschen Geistern ist die Periode der m Furchen durch eine ganze Umdrehung der Schraube gegeben, und die Storung ist von der Art, daß nur die Ordnungen in der Nahe der $m$ten, $2m$ten usw auftauchen Bei den LYMANschen Geistern weicht die Periode der m Furchen von der Periode der Schraubenumdrehung ab, und die Storung ist von anderer Art, so daß die auftauchenden Ordnungen nicht notwendig in der Nahe der $m$ten, $2m$ten usw liegen.

Bei Beobachtungen mit dem Auge erkennt man LYMANsche Geister daran, daß ihre Farbe nicht an die betreffende Stelle des Spektrums paßt Um sie auch bei photographischen Aufnahmen zu erkennen, bringt man vor dem Spalt ein Prisma an, dessen brechende Kante senkrecht zum Spalt liegt Das Spektrum

erster Ordnung liegt dann nicht mehr in gleicher Höhe wie ohne das Prisma, sondern schräg und trennt sich von dem Spektrum zweiter Ordnung, das natürlich bei der gleichen Wellenlänge dieselbe Höhe haben muß wie die erste Ordnung. Aber diese Wellenlänge in der zweiten Ordnung koinzidiert mit der doppelten Wellenlänge in der ersten Ordnung, die dort also eine ganz andere Höhe hat. Ebenso trennen sich die höheren Ordnungen voneinander. Die LYMANschen Geister haben dazwischen die ihrer Wellenlänge entsprechende besondere Höhe. Beim Konkavgitter wird dabei am besten der Astigmatismus durch die oben besprochene Methode beseitigt. Sonst kann man infolge des Astigmatismus kleinere Höhenunterschiede des Spektrums nicht unterscheiden.

45. Apparate mit großem Gangunterschied aufeinanderfolgender Strahlenbündel. Bei den Gittern ist in der Regel der Furchenabstand so klein, daß hohe Ordnungen nicht vorkommen und ein großes Auflösungsvermögen nur durch eine entsprechend große Anzahl von Furchen erreicht wird. Bei einer anderen Klasse von Spektralapparaten ist die Zahl der interferierenden Strahlenbündel viel kleiner, dafür aber der Gangunterschied zweier aufeinanderfolgender entsprechend größer. Sie wirken wie ein Gitter mit großem Furchenabstand, bei dem ein Spektrum hoher Ordnung fast das ganze Licht vereinigt.

Abb. 17. Das Stufengitter.

46. Das Stufengitter, Echelon. Der erste Apparat dieser Art ist das von MICHELSON erfundene Stufengitter (Echelon spectroscope). Es besteht aus einer Anzahl planparalleler Glasplatten von genau gleicher Dicke. Durch Interferenzmethoden kann die Planparallelität und die Dicke bis auf kleine Bruchteile einer Wellenlänge geprüft werden. Die Platten werden treppenförmig angeordnet, so daß auf der einen Seite jede folgende ein gleich großes Stück der vorhergehenden frei läßt, während auf der anderen Seite alle gleich abschneiden (Abb. 17). Die Zahl der Platten geht bei den neuesten von A. HILGER in London angefertigten Instrumenten bis auf 50. Paralleles, auf die Grundplatte senkrecht auffallendes Licht teilt sich entsprechend den n Platten in $n+1$ Strahlenbündel, von denen das erste keine, das zweite nur die erste Platte, das dritte die zwei ersten usw., das $n+1$te alle n Platten durchsetzt. Ist c die Lichtgeschwindigkeit in der Luft, v die Lichtgeschwindigkeit im Glase und d die Dicke einer Glasplatte, so ist das zweite Lichtbündel gegen das erste um die Zeit $\tau = \frac{d}{v} - \frac{d}{c}$ verzögert, ebenso das dritte gegen das zweite um dieselbe Zeit usf. bis zum letzten. Werden die $n+1$ austretenden Lichtbündel durch eine Sammellinse in einem Punkte B vereinigt, so ist die hier entstehende Lichtbewegung durch die Superposition der $n+1$ Strahlenbündel gegeben, und die Amplitude wird, wie oben (Ziff. 6) gezeigt,

Abb. 18. Gangunterschied beim Stufengitter.

$$a\,\frac{\sin(N\nu\tau\pi)}{\sin(\nu\tau\pi)} \qquad (N = n+1)$$

Für Strahlenbündel, die im Glase dieselbe Richtung senkrecht zu den Platten haben, aber in einer anderen Richtung austreten (Abb. 18), ist

$$\tau = \frac{d}{v} - \frac{d}{c}\cos\vartheta + \frac{s}{c}\sin\vartheta\,,$$

wo ϑ den Winkel mit der Senkrechten und s die Breite einer Stufe bedeutet. Für kleine Richtungsabweichungen ϑ kann τ als lineare Funktion von ϑ angesehen werden. Wir erhalten also auch in jeder benachbarten Richtung n Strahlen-

bündel, die durch die Sammellinse in einem anderen Punkte B vereinigt werden und dort eine Lichtbewegung von der Amplitude

$$a\frac{\sin(N\nu\tau\pi)}{\sin(\nu\tau\pi)}$$

ergeben. Die Punkte B bilden also eine Kurve, längs der sich τ ungefähr linear mit dem Richtungswinkel ϑ verändert. Der Faktor a wird dabei aber für $\vartheta = 0$ seinen größten Wert haben und nach beiden Seiten hin rasch abnehmen. Die Abnahme hängt von der Stufenbreite ab. Das erste Minimum liegt bei $\sin\vartheta = \lambda/s$. Für eine gegebene Farbe erhalten wir auf der Kurve der Punkte B an den Stellen Maxima der Intensität, wo $\nu\tau$ gleich einer ganzen Zahl wird, genau wie bei einem Gitterspektrum an den Stellen, wo die Lichtbündel um die Zeit τ gegeneinander verzögert sind. Je dicker man die Glasplatten macht, um so größer wird τ und um so größer werden damit für ein gegebenes ν die ganzen Zahlen, denen $\nu\tau$ in den Intensitätsmaximis gleich wird.

Für kleine Werte von ϑ ist nach der obigen Formel genähert

$$\tau = \tau_0 + \frac{s}{c}\,\vartheta\,,$$

wenn wir mit τ_0 den Wert von τ für $\vartheta = 0$ bezeichnen. Die Richtungen, für die a einen beträchtlichen Wert hat, liegen für eine gegebene Wellenlänge λ zwischen $\vartheta = -\lambda/s$ und $\vartheta = +\lambda/s$, also zwischen

$$\tau = \tau_0 - \lambda/c \quad \text{und} \quad \tau = \tau_0 + \lambda/c$$

oder

$$\tau = \tau_0 - 1/\nu \quad \text{und} \quad \tau = \tau_0 + 1/\nu\,.$$

Nur dieser kleine Teil des Spektrums, an dessen Rändern a schon gleich Null wird, kommt für die Beobachtung in Frage. In diesem Teil des Spektrums läuft $\nu\tau$ von $\nu\tau_0 - 1$ bis $\nu\tau_0 + 1$. Zwischen diesen Grenzen können nicht mehr als zwei ganzzahlige Werte von $\nu\tau$ liegen. Das Licht der Schwingungszahl ν wird also zwei Spektrallinien hervorrufen, deren Ordnungen die beiden dem Werte $\nu\tau_0$ benachbarten ganzen Zahlen sind. Von diesen beiden Spektrallinien ist diejenige die stärkere, deren Ordnungszahl dem Werte $\nu\tau_0$ am nächsten kommt. Erreicht ihre Ordnungszahl den Wert $\nu\tau_0$, so verschwindet die zweite Spektrallinie.

Man kann auch das einfallende Licht einen Winkel mit der Plattennormalen machen lassen. Dann sind die Betrachtungen ganz ähnlich durchzuführen. τ_0 ist dann die Verzögerung in der schrägen Richtung und für ϑ tritt die Abweichung von der schrägen Richtung ein. Auf diese Weise kann man durch geringe Drehung des Stufengitters die zu beobachtende Spektrallinie immer in die Mitte des Feldes bringen, so daß sie nur in einer Ordnung auftritt.

Wenn sich beim Stufengitter die verschiedenen Ordnungen, in denen die verschiedenen im einfallenden Licht enthaltenen Farben sichtbar werden, nicht durcheinandermischen sollen, so muß noch ein zweiter farbenzerstreuender Apparat angewendet und durch eine geeignete Blende nur Licht von hinreichend einheitlicher Farbe in das Stufengitter hineingelassen werden, damit kein Zweifel darüber obwaltet, welche der erscheinenden Linien zur gleichen Ordnung gehören. Sonst kann es z. B. leicht eintreten, daß beim Beobachten einer Spektrallinie ein Begleiter, der auf der Seite kleinerer Wellenlängen erscheint, in Wirklichkeit von größerer Wellenlänge ist und nur in der nächstniedrigeren Ordnung beobachtet wird.

Um hier Irrtümer zu vermeiden, kann man einen zweiten hinreichend dispergierenden Apparat anbringen, dessen Spektrum senkrecht zum ersten verläuft. Die Spaltbilder gleicher Wellenlängen liegen dann auf derselben Höhe, während die Spaltbilder größerer oder kleinerer Wellenlänge die einen höher,

die anderen tiefer abgelenkt werden, wie schon oben bei der Betrachtung der Lymanschen Geister bemerkt wurde. Es kommt vor, daß durch die Fehler eines Apparates schwache Begleiter einer Spektrallinie („Geister“) vorgetäuscht werden, die in Wirklichkeit die gleiche Farbe wie die Spektrallinie selbst besitzen. Auch diese machen sich bei gekreuzten Spektren dadurch kenntlich, daß sie im zweiten Spektrum ebenso abgelenkt werden wie die Hauptlinie.

In neuerer Zeit sind von Hilger, London, und Bernhard Halle Nachf., Berlin, auch Reflexionsstufengitter hergestellt worden. Diese Instrumente, ebenfalls schon von Michelson angegeben, sind wesentlich schwerer herzustellen als die Stufengitter für Durchsicht. Vorteilhaft wird für die Herstellung Quarz verwendet.

47. Prinzip der Interferenzspektroskope von Lummer und von Fabry und Perot. Während Michelson zur Erzeugung der $n+1$ miteinander interferierenden Strahlenbüschel n verschiedene planparallele Platten benutzt, sind zwei andere Apparate, der eine von Lummer, der andere von Perot und Fabry konstruiert worden, bei denen nur eine planparallele Platte verwendet wird, an deren Grenzen wiederholte Spiegelungen des Lichtes auftreten, durch die aus einem Strahlenbüschel n Strahlenbüschel hervorgehen, von denen wieder je zwei aufeinanderfolgende denselben Gangunterschied haben. Der Unterschied gegen die Gitter einschließlich des Stufengitters besteht im wesentlichen darin, daß bei jeder Spiegelung die Amplitude der Lichtschwingung in einem gewissen Verhältnis vermindert wird. An die Stelle der oben betrachteten Summe der $n+1$ Lichtbewegungen von gleicher Amplitude tritt eine Summe von der Form

$$a \sin\nu t 2\pi + a k \sin\nu(t+\tau)2\pi + a k^2 \sin\nu(t+2\tau)2\pi + \cdots + a k^n \sin\nu(t+n\tau)2\pi,$$

die sich also dadurch von der früher betrachteten Summe unterscheidet, daß jede folgende Amplitude das $k$fache der vorhergehenden ist, wobei k ein echter Bruch ist. Wir können auch diese Summe als imaginären Teil einer geometrischen Reihe betrachten:

$$a e^{i\nu t 2\pi}(1 + q + q^2 + \cdots + q^n) = a e^{i\nu t 2\pi}\frac{q^N - 1}{q - 1}, \qquad (N = n+1)$$

wo $q = k e^{i\nu\tau 2\pi}$. Die Glieder q^p können wir uns wieder wie oben durch Vektoren in der komplexen Zahlenebene dargestellt denken, wobei gegen früher der Unterschied besteht, daß hier die Vektoren nicht gleich lang sind. Aber es bleibt die Tatsache, daß die Amplitude der resultierenden Bewegung am größten ist, wenn alle Vektoren die gleiche Richtung haben, d. h. wenn $\nu\tau$ eine ganze Zahl ist.

$$\frac{q^N - 1}{q - 1} = \frac{k^N e^{iN\nu\tau 2\pi} - 1}{k e^{i\nu\tau 2\pi} - 1} \qquad (N = n+1)$$

Man wird es nun so einzurichten haben, daß auch die schwächste der N Lichtbewegungen für die Interferenz noch eine Rolle spielt, d. h. man wird versuchen, den Wert von k der Eins möglichst nahezubringen, so daß selbst k^n noch in Betracht kommt. Dann wird die Wirkung ähnlich sein wie bei einem Gitter von n Furchen und dem Gangunterschied $c\tau$ zwischen zwei aufeinanderfolgenden Lichtbündeln.

48. Die Lummer-Platte. Bei der von Lummer erfundenen „Lummerschen Platte“[1] ist dies in einer von Gehrcke angegebenen Weise erreicht. Auf das eine Ende einer rechteckigen planparallelen Glasplatte wird ein rechteckiges Prisma aufgekittet (Abb. 19), auf dessen Hypotenusenfläche Licht in solcher Richtung auffällt, daß es, in die Platte eindringend, beinahe unter dem Winkel

Abb. 19. Lummer-Gehrcke-Platte.

[1] O. Lummer, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 3, S. 85 (1901); Phys. Z. 3, S. 172 (1902).

totaler Reflexion auf die gegenuberliegende Seite der Platte fallt Der großte Teil des Lichtes wird reflektiert, und ein kleiner Bruchteil tritt beinahe streifend aus Der reflektierte Teil fallt zuruck auf die andere Seite der Platte und wird hier wiederum zum großten Teil reflektiert, wahrend ein kleiner Bruchteil auf dieser Seite austritt usw Auf diese Weise treten auf beiden Seiten eine Reihe von Strahlenbundeln aus, von denen jedes einen gegebenen Gangunterschied gegen das folgende hat Vereinigt man sie durch eine Sammellinse in einem Punkte B, so entsteht dort eine namhafte Lichtbewegung, wenn $\nu\tau$ gleich einer ganzen Zahl ist, die der Ordnung beim Gitter entspricht Je dicker die Glasplatte, desto großer ist τ, desto hoher ist also die Ordnungszahl Die auflosende Kraft wird, wenn man der totalen Reflexion hinreichend nahe ist, nahezu gleich dem Produkte der Ordnungszahl mit der Anzahl der auf einer Seite auftretenden Strahlenbuschel erhalten Bei einer Platte von 1 cm Dicke erhalt man fur gelbes Licht etwa die Ordnung 10000, so daß bei etwas uber 10 Strahlenbundeln zwei Linien noch getrennt werden, deren Wellenlangen um $\frac{1}{1}\ 10^{-5}\lambda$ voneinander abweichen

Ebenso wie beim Stufengitter wird das Licht, ehe es in den Apparat tritt, durch ein Prisma oder Gitter zerlegt, und nur ein Teil dieses Spektrums herausgeblendet, klein genug, daß hochstens zwei aufeinanderfolgende Ordnungen gleichzeitig beobachtet werden Mit Vorteil kann statt dessen die Methode der gekreuzten Spektren Verwendung finden Zu diesem Zweck wird die Dispersionsrichtung der Platte senkrecht zu der eines Prismen- oder Gitterspektralapparates gestellt und eine Abbildung der Interferenzen auf dem Spalt des Spektrographen herbeigefuhrt

49 Der Apparat von Perot und Fabry Bei dem Apparat von Perot und Fabry werden die n Strahlenbundel ebenfalls durch wiederholte Spiegelung an den Grenzflachen einer Platte erzeugt Aber wahrend bei der Lummerschen Platte nahe an den Winkel totaler Reflexion herangegangen wird, erreichen Perot und Fabry eine kraftige Reflexion durch geeignet starke Versilberung der Grenzflachen Sie konnen dadurch auch eine Luftplatte verwenden, die von planparallelen Grenzflachen zweier schwach keilformiger Glasplatten begrenzt wird Keilformig sind sie deshalb, damit die an ihren außeren Grenzflachen reflektierten Strahlen zur Seite geworfen werden Dadurch werden auch storende Interferenzerscheinungen vermieden, die an den planparallelen Glasplatten selbst auftreten wurden Bei der Lummerschen Anordnung wurde eine Luftplatte nicht gut verwendet werden konnen, weil dann nur streifende Inzidenz eine hinreichende Reflexion geben und streifende Inzidenz eine sehr lange Platte verlangen wurde, wenn die Zahl der interferierenden Strahlenbundel nicht zu klein werden soll Doch hat Lummer auch von dieser Anordnung bei seinem I n t e r f e r e n z p h o t o m e t e r Gebrauch gemacht Bei der Anordnung von Perot und Fabry kann die Richtung des Lichtes beliebig nahe an die Normale der Platte heranrucken Das hat den Vorzug, daß auch bei einer geringen Plattengroße die Zahl der interferierenden Strahlenbundel eine betrachtliche sein kann

Die Außenansicht eines neueren Instrumentes nach G Hansen in der Ausfuhrung von Carl Zeiss, Jena, ist in Abb 20 wiedergegeben

Laßt man Lichtwellen einer bestimmten Wellenlange in allen moglichen Richtungen auf eine solche Platte fallen und vereinigt die parallel austretenden Strahlen durch eine Sammellinse in einer der Platte parallelen Fokalebene, so erscheinen in dieser Ebene eine Reihe konzentrischer heller Ringe, die einer Reihe von aufeinanderfolgenden ganzzahligen Werten von $\nu\tau$ entsprechen, wo wie oben ν die Schwingungszahl und τ das Zeitintervall bedeutet, um welches die Wellen der interferierenden Strahlenbundel gleicher Richtung jedes gegen das folgende verschoben ist Je schrager die Strahlen durch die Platte treten, um so

geringer ist τ. Bei streifender Reflexion würde es verschwinden. In der Tat: ist e die Plattendicke, α der Winkel des Strahles mit der Normalen und c die Lichtgeschwindigkeit in der Platte, so ist

$$AB + BC - CD = c\tau = \frac{2e}{\cos\alpha} - 2e\,\mathrm{tg}\,\alpha\sin\alpha = 2e\cos\alpha$$

(Abb. 21). Jedem Werte von $c\tau$ entspricht demnach ein gewisser Reflexionswinkel, also ein gewisser Kegel des austretenden Lichtes und damit ein gewisser Ring in der Fokalebene, der sich mit wachsendem τ mehr und mehr zusammenzieht.

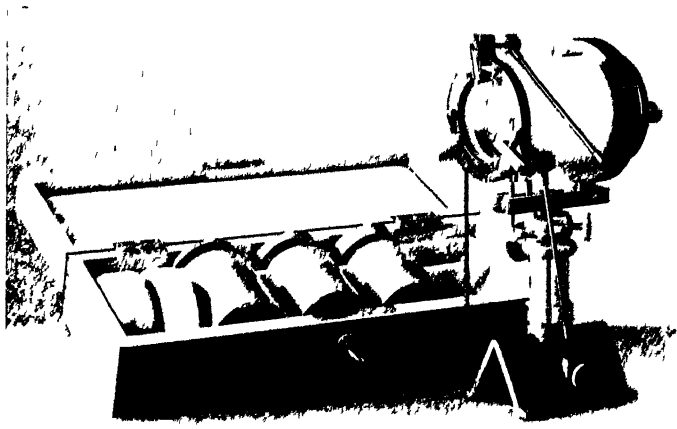



Abb. 20. Interferometer nach FABRY und PEROT (CARL ZEISS, Jena).

Die Sammellinse kann auch als Objektiv eines Fernrohres angesehen werden und das Okular des Fernrohres als eine Lupe, mit der man die Einzelheiten in der Fokalebene betrachtet. Die Lichtquelle wird hinreichend nahe vor die Luftplatte gelegt oder in ihr abgebildet, damit ein hinreichend geöffneter Kegel von Lichtstrahlen die Platte durchsetzt. Haben wir es mit Licht einer Wellenlänge $\lambda = c/\nu$ zu tun, so liegen die Ringe an den Stellen

$$\nu\tau = m \quad \text{oder} \quad c\tau = 2e\cos\alpha = mc/\nu = m\lambda.$$

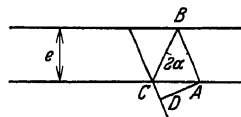



Abb. 21. Gangunterschied an einer Platte.

Kennt man also die Dicke e der Luftplatte, die dadurch möglichst unveränderlich gehalten wird, daß die Glas- oder Quarzplatten durch drei gleiche, temperaturunempfindliche Sperrkörper auseinandergehalten werden, auf die sie von drei Federn gepreßt werden, und die Ordnungszahl m eines Ringes, so kann man durch die Messung des Winkels α, den die Strahlen des Ringes mit der Normalen der Platte bilden, die Wellenlänge bestimmen.

PEROT und FABRY haben auch ein Interferometer konstruiert, bei dem die beiden Glasplatten, zwischen denen die Luftplatte liegt, so verschoben werden können, daß diese beständig planparallel bleibt. Nähern sich die Glasplatten einander, so ziehen sich die Interferenzringe zusammen. Jeder Ring geht schließlich in ein Scheibchen über und verschwindet dann im Zentrum, während vom Rande des mit dem Fernrohr überblickten Feldes Ringe niedrigerer Ordnungszahl heranrücken. Entfernen sich die Glasplatten voneinander, so tauchen aus dem Zentrum immer neue Scheibchen auf und erweitern sich zu Ringen, während die äußersten Ringe aus dem Felde des Fernrohrs herausrücken. Durch Abzählen der Ringe, die im Zentrum aufgetaucht sind, läßt sich auf diese Weise die Änderung der Entfernung der beiden Glasplatten in Wellenlängen messen,

und umgekehrt durch die Kenntnis, um wieviel die Entfernung der Glasplatten geandert ist, und durch das Abzahlen der Ringe die aufgetaucht sind, kann man die Wellenlange des Lichtes bestimmen Denn wenn fur zwei Dicken e_1 und e_2 zwei Ringe mit den Ordnungszahlen m_1 und m_2 sich gerade in der Mitte zusammengezogen haben, so ist fur beide $\alpha = 0$ und daher

$$2(e_2 - e_1) = (m_2 - m_1)\lambda$$

Auf ahnliche Weise haben MICHELSON und MORLEY und spater noch einmal MICHELSON und BENOÎT mit dem von MICHELSON konstruierten Interferometer die Wellenlange der roten Kadmiumlinie bestimmt Hierbei wurden allerdings nur zwei Strahlenbundel miteinander zur Interferenz gebracht, es fehlte also die „Gitterwirkung", der man scharfe Interferenzringe zu verdanken hat Die wesentliche Verbesserung des Apparates von PEROT und FABRY besteht eben darin, daß durch die Versilberung der Grenzflachen die Zahl der interferierenden Strahlenbundel viel großer ist und dadurch die Scharfe der Interferenzringe ganz wesentlich gesteigert wird

Die Leistungsfahigkeit des PEROT-FABRYschen Apparates hangt in erster Linie von einem guten Reflexionsvermogen der Platten ab Ursprunglich wurde chemisch, spater durch Kathodenzerstaubung versilbert Fur das ultraviolette Gebiet eignet sich aber Silber schlecht, es wird deshalb ein Nickelfilm vorgezogen Durch ein von HOCHHEIM angegebenes Verfahren kann man neuerdings einen Aluminium-Silberfilm aufdampfen, der auch im Ultraviolett ein hohes Reflexionsvermogen besitzt

Gesetzt, es werde ein Ring der $m$ten Ordnung beobachtet, so entspricht dem nachst kleineren Ring die $m+1$te und dem nachst großeren die $m-1$te Ordnung Das Licht habe die Wellenlange λ Laßt man nun außer diesem Licht noch weiteres Licht von etwas großeren oder kleineren Wellenlangen λ' in den Apparat hinein, die sich aber um nicht mehr als etwa $\frac{1}{3}\frac{\lambda}{m}$ nach oben und nach unten von λ unterscheiden sollen, so haben dessen Ringe $m$ter Ordnung fur $\lambda' < \lambda$ etwas großere Radien als der Radius des Ringes $m$ter Ordnung von λ und fur $\lambda' > \lambda$ etwas kleinere Sie erreichen aber naturlich nicht die Ringe $m-1$ter und $m+1$ter Ordnung der Wellenlange λ Denn fur diese mußte ja

$$m\lambda' = (m \mp 1)\lambda\,,$$

d h

$$\lambda' - \lambda \mp \frac{\lambda}{m}\,,$$

der Unterschied der Wellenlange also dreimal so groß sein Diese Ringe $m$ter Ordnung stellen dann also ein Stuck des Spektrums von $\lambda - \frac{1}{3}\frac{\lambda}{m}$ bis $\lambda + \frac{1}{3}\frac{\lambda}{m}$ dar Wenn die Reflexion der Silberschichten so abgepaßt ist, daß alle diese Ringe durch die Interferenz einer betrachtlichen Anzahl von Strahlenbundeln zustande kommen, so wird dieses Stuck des Spektrums noch feine Einzelheiten zeigen, deren Breite klein gegen seine eigene Breite $\frac{2}{3}\frac{\lambda}{m}$ ist Dabei kann es sich naturlich auch um Absorptionslinien handeln, die einen leuchtenden Hintergrund unterbrechen Ist z B die Luftplatte 3 mm dick, so ist fur eine Wellenlange von 6000 A die Ordnung der Ringe von maßigem Radius nahezu gleich 10000 und das betrachtete Stuck des Spektrums also etwa 0,4 A breit Eine Stelle dieses Spektrums ist dann sehr wohl mit einer Genauigkeit von 0,001 A bestimmbar, wenn auch zwei Linien, die getrennt wahrgenommen werden sollten, erheblich weiter voneinander getrennt sein mußten Dasselbe Stuck des Spektrums sehen wir dann auch in der Umgebung der benachbarten Ringe in anderen Ordnungen

Wird ein größeres Intervall von Lichtwellen zugelassen, so dehnen sich alle diese Spektren aus und fangen an, übereinanderzugreifen, genau wie bei den anderen auf Interferenz von n Strahlenbündeln beruhenden Apparaten

Der Wellenlängenunterschied $\Delta\lambda = (\lambda' - \lambda)$ zweier Linien λ und λ', der gerade hinreicht, um das Ringsystem von λ' gegen das von λ um eine Streifenbreite zu verschieben, wird als „nutzbares Spektralgebiet" oder als „Dispersionsgebiet" bezeichnet Seine Größe ergibt sich daraus, daß in diesem Falle die Ordnung m der Wellenlänge λ' zusammenfällt mit der Ordnung $(m + 1)$ von λ Es gilt also

$$m\lambda' = (m+1)\lambda, \qquad \text{somit} \qquad m(\lambda' - \lambda) = \lambda$$

und

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m} = \frac{\lambda^2}{2e}, \qquad (\text{da ja } m\lambda \approx 2e)$$

wo e die Dicke der Luftplatte ist

Für eine Wellenlänge von 6000 A beträgt also das Dispersionsgebiet bei einem Plattenabstand von 10 mm 0,180 A

Von der Verwendbarkeit interferometrischer Methoden zur Untersuchung von Absorptionsspektren (Sonnenspektrum) wird weiter unten (Ziff 53) gehandelt

Der Maßstab in einem solchen Spektrum $m$ter Ordnung ist nicht konstant Nennen wir den in der Fokalebene gemessenen Radius R und die Brennweite der Sammellinse f, so daß

$$R = f\,\mathrm{tg}\,\alpha,$$

so finden wir, da

$$2e\cos\alpha = m\lambda,$$

$$d\lambda = -\frac{2e}{mf}\sin\alpha\cos^2\alpha\, dR$$

$$= -\frac{2e}{m}\frac{Rf}{(f^2+R^2)^{3/2}}\,dR$$

Die Dispersion des Spektrums ist also

$$-\frac{dR}{d\lambda} = \frac{m(f^2+R^2)^{3/2}}{2eRf}$$

und damit unendlich für $R = 0$ und Null für $R = \infty$ In der Regel ist R^2 gegen f^2 zu vernachlässigen, d h es werden nur Winkel α in Betracht kommen, die wenige Grade nicht übersteigen Dann kann man

$$R = f\alpha \qquad \text{und} \qquad \lambda = \frac{2e}{m}\left(1 - \frac{R^2}{2f^2}\right)$$

setzen oder, wenn für $R = R_0$ die Wellenlänge $\lambda = \lambda_0$ ist

$$\lambda_0 - \lambda = \frac{e}{mf^2}(R^2 - R_0^2),$$

und da aus

$$2e\cos\alpha = m\lambda$$

folgt, daß bis auf Größen von der Ordnung α^2

$$2e = m\lambda,$$

so kann man auch schreiben

$$\lambda_0 - \lambda = \frac{\lambda}{2f^2}(R^2 - R_0^2)$$

Gleichen Änderungen von R^2 werden dann also in dem betrachteten Spektrum $m$ter Ordnung gleiche Änderungen der Wellenlänge entsprechen, aber nicht gleichen Änderungen von R Das muß bei der Bestimmung von Wellenlängendifferenzen innerhalb des Spektrums wohl berücksichtigt werden

Auch ohne Kenntnis der Brennweite f des abbildenden Systems läßt sich die Wellenlängendifferenz $\lambda_0 - \lambda$ zweier eng benachbarter Spektrallinien durch die Vermessung des jeder Spektrallinie zugehörigen Ringsystems bestimmen. Werden die zur Wellenlänge λ gehörigen Radien mit R, die zu λ_0 gehörigen mit r bezeichnet, so gelten folgende Zuordnungen:

Ordnungszahl	λ	λ_0
m	R_m	r_m
$m-1$	R_{m-1}	r_{m-1}
$m-2$	R_{m-2}	r_{m-2}

Es gilt dann nach der Grundformel der PEROT-FABRY-Platte

$$\lambda = \frac{2e}{m}\left(1 - \frac{R_m^2}{2f^2}\right), \qquad \lambda_0 = \frac{2e}{m}\left(1 - \frac{r_m^2}{2f^2}\right),$$

$$\lambda = \frac{2e}{m-k}\left(1 - \frac{R_{m-k}^2}{2f^2}\right), \qquad \lambda_0 = \frac{2e}{m-k}\left(1 - \frac{r_{m-k}^2}{2f^2}\right).$$

Hieraus folgt einerseits

$$\frac{R_{m-k}^2 - R_m^2}{k} = \lambda \frac{f^2}{e} = \text{const}_1, \qquad \frac{r_{m-k}^2 - r_m^2}{k} = \lambda_0 \frac{f^2}{e} = \text{const}_2$$

und andererseits

$$\lambda_0 - \lambda = \frac{e}{m f^2}\left(R_m^2 - r_m^2\right) = \frac{\lambda}{2f^2}\left(R_m^2 - r_m^2\right).$$

Unter Verwendung der zuerst gewonnenen Folgerung läßt sich f^2 eliminieren, und es ergibt sich

$$\lambda_0 - \lambda = \frac{1}{2e} \cdot \frac{R_m^2 - r_m^2}{N} \lambda^2,$$

wo der Nenner $N = \frac{R_{m-k}^2 - R_m^2}{k}$ ist.

Ist aus dem Ringsystem die spektroskopisch oft wichtigere Differenz der Wellenzahlen abzuleiten, so ergibt sich analog

$$\nu - \nu_0 = \frac{1}{2e} \cdot \frac{R_m^2 - r_m^2}{N}.$$

Wichtig ist natürlich die richtige Kombination der Radien gleicher Ordnungszahl R und r, wozu im allgemeinen eine Vermessung der Ringsysteme bei zwei verschiedenen Distanzen dienlich ist.

50. Koinzidenzmethode. Ebenso wie bei dem ROWLANDschen Konkavgitter durch die Überlagerung von Spektren verschiedener Ordnung das Verhältnis zweier Wellenlängen mit hoher Genauigkeit bestimmt werden kann, so kann dasselbe auch mit dem Stufengitter, der LUMMER-Platte und der Luftplatte von PEROT und FABRY geschehen. Mit dem Stufengitter und der LUMMER-Platte würde man allerdings auf diese Weise die Wellenlängenverhältnisse in dem betreffenden Glase finden, während die Spektroskopie sie in Luft verlangt. Die schwache Dispersion der Luft ist jetzt genau genug bekannt[1], um die Wellenlängenverhältnisse dann auch auf das Vakuum zu übertragen.

[1] MEGGERS u. PETERS, Measurements of the Index of Refraction of Air for Wavelengths from 2218 to 9000 Å. Sc. Pap. Bur. of Stand. Oct. 1918, Nr. 327.

Mit dem Apparat von PEROT und FABRY verfährt man so, daß man das Licht der beiden Wellenlängen λ und λ' nacheinander in den Apparat einfallen läßt und das eine Mal den Radius eines Ringes, das andere Mal den Radius eines nahezu gleich großen Ringes mißt. Wenn man nun die eine Wellenlänge λ und die Ordnungszahl m des zugehörigen Ringes schon kennt, so kann man in dem Spektrum $m$ter Ordnung, das sich auf beiden Seiten dieses Ringes zeigen würde, wenn man λ sich verändern ließe, die Wellenlänge $\lambda + \Delta\lambda$ der Stelle bestimmen, die gerade an die Stelle des Ringes der Wellenlänge λ' fällt. Nach dem Obigen ist dann

$$-\Delta\lambda = \frac{\lambda}{2f^2}(R'^2 - R^2),$$

wenn R der zu λ und R' der zu λ' gehörige Radius ist. Jetzt fällt der Ring von λ' mit dem fingierten Ring von $\lambda + \Delta\lambda$ zusammen. Ist daher m' die Ordnungszahl des Ringes von λ', so muß der Gangunterschied $m'\lambda'$ gleich $m(\lambda + \Delta\lambda)$ sein, d. h.

$$\lambda' = \frac{m}{m'}\lambda\left(1 + \frac{R^2}{2f^2} - \frac{R'^2}{2f^2}\right).$$

Es bleibt also nur noch übrig, die Ordnungszahl m' zu bestimmen. Man kann nun annehmen, daß die Wellenlänge λ' ebenfalls mit beträchtlicher Genauigkeit (von vielleicht ein Dreißigtausendstel od. dgl.) bekannt ist, so daß m' mit derselben Genauigkeit aus der Gleichung

$$m'\lambda' = m(\lambda + \Delta\lambda)$$

berechnet werden kann. Da m' nun eine ganze Zahl ist, so braucht man ihr nur bis auf einen Betrag, der kleiner ist als $1/2$, nahe zu sein, um den genauen Wert zu kennen. Wenn in diesem Falle also m' von der Ordnung 10000 und auf ein Dreißigtausendstel ermittelt wäre, so würde es damit genau bekannt sein.

Auch den Wert der ganzen Zahl m kann man in ähnlicher Weise durch Anwendung von Licht mehrerer bekannter Wellenlängen ermitteln. Gesetzt, die Dicke d der Luftplatte von etwa 3 mm wäre bis auf 0,01 mm bekannt, so wäre damit aus der Gleichung

$$2e\cos\alpha = m\lambda$$

z. B. für $\lambda = 6000$ Å der Wert von m ungefähr gleich 10000 ± 34 bekannt. Bestimmt man nun für eine andere Wellenlänge λ' in der eben besprochenen Weise die Wellenlänge $\lambda + \Delta\lambda$, die in $m$ter Ordnung mit ihr koinzidiert, so erhält man

$$m' = m\frac{\lambda + \Delta\lambda}{\lambda'}, \qquad \left(\Delta\lambda = \frac{R^2 - R'^2}{2f^2}\right)$$

wobei wir die Genauigkeit von $\frac{\lambda + \Delta\lambda}{\lambda'}$ so hoch voraussetzen können, daß der Fehler von $m\frac{\lambda + \Delta\lambda}{\lambda'}$ klein gegen 1 ist. Jetzt suchen wir aus den 69 Werten von m des Intervalles 10000 ± 34 diejenigen aus, für die $m\frac{\lambda + \Delta\lambda}{\lambda'}$ nicht mehr, als die Fehlergrenzen es erlauben, von einer ganzen Zahl abweicht. Gesetzt, es ergeben sich für zwei Werte m_1, m_2 zwei ganzzahlige Werte von $m\frac{\lambda + \Delta\lambda}{\lambda'}$ und es wäre $\frac{\lambda + \Delta\lambda}{\lambda'}$ gleich einer ganzen Zahl, vermehrt oder vermindert um einen Bruch ε, so müßten auch $m_1\varepsilon$ und $m_2\varepsilon$ ganze Zahlen sein und damit auch $(m_2 - m_1)\varepsilon$, folglich die Differenz zwischen m_1 und m_2 min-

destens gleich $1/\varepsilon$. Wäre also in unserem Falle $\varepsilon < 1/69$, so könnte es in dem betrachteten Intervall nur eine Zahl m geben, für die $m\frac{\lambda + l\lambda}{\lambda'}$ einen ganzzahligen Wert hat.

Ist ε dagegen nicht klein genug, um das Auftreten mehrerer Werte von m auszuschließen, und werden mehrere Werte gefunden, für die $m\frac{\lambda + l\lambda}{\lambda'}$ um nicht mehr von einer ganzen Zahl abweicht, als die Fehlergrenzen es erlauben, so hat man dasselbe Verfahren an Stelle von λ' noch mit anderen Wellenlängen zu wiederholen und denjenigen Wert m auszusuchen, der in allen Fällen eine ganze Zahl für die Ordnung des betrachteten Ringes der betreffenden Wellenlänge liefert.

Wir haben in unserem Beispiel vorausgesetzt, daß die Dicke der Luftschicht auf $^1/_{300}$ ihres Betrages bekannt sei. Man sieht leicht, daß man auch mit einem viel gröberen Näherungswert auskommt, wenn das Verhältnis $\frac{\lambda + l\lambda}{\lambda'}$ einer ganzen Zahl entsprechend näher kommt. Mit m ist dann auch e mit hoher Genauigkeit gefunden.

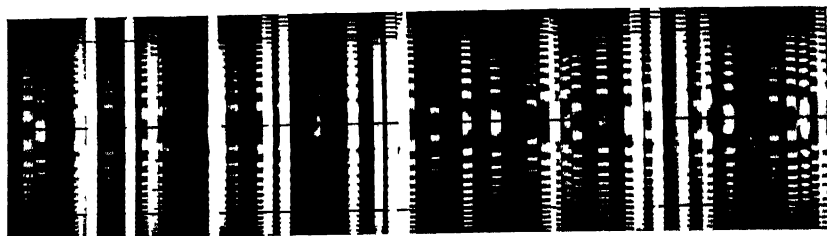



Abb. 22. Spektrum mit Interferenzen einer planparallelen Luftplatte.

Um also eine Wellenlänge λ' auf eine schon bekannte Wellenlänge λ zu beziehen, hat man nur nötig, den Durchmesser je eines von den Ringen zu messen, die von den beiden Farben in der Fokalebene der hinter der Luftplatte stehenden Linse entworfen werden. Mit der Brennweite der Linsen bestimmen die Durchmesser die Winkel der die Luftplatte durchsetzenden Strahlen mit der Plattennormalen. Man bringt zu dem Ende den Spalt eines stigmatischen Spektroskops in der Fokalebene so an, daß er durch das Zentrum der Ringe läuft. Im Spektrum zeigen sich dann die Linien durch dunkle Intervalle unterbrochen. Die hellen Teile entsprechen den Teilen des Spaltes, über die die Ringe laufen. Indem man nun den Maßstab der Abbildung des Spaltes in den Spektrallinien bestimmt, hat man die Mittel in der Hand, für jede Spektrallinie den wahren Durchmesser des betreffenden Kreises auf dem Spalt zu ermitteln und auf diese Weise die Verhältnisse der Wellenlängen aller auf einer Spektralaufnahme erscheinenden Farben zu messen. Eine derartige Aufnahme zeigt Abb. 22.

Man kann jedoch auch ohne Kenntnis des Maßstabes der Spaltabbildung und ohne die Brennweite des abbildenden Systems zu bestimmen, eine Wellenlängenbestimmung ausführen, indem man für jede Spektrallinie mehrere Ringdurchmesser ermittelt und aus ihren Werten auf die im allgemeinen nicht ganzzahlige Ordnungszahl im Zentrum der Ringe schließt. Dieses Verfahren, zuerst von ST. JOHN vorgeschlagen, wurde in der Folgezeit vielfach, z. B. von ST. JOHN und BABCOCK, ROBERTSON, CHILDS, BURNS und KIESS, JACKSON, wegen der größeren Einfachheit angewendet. Dieses Verfahren gründet sich auf folgende Überlegung.

Nach der Grundformel gilt für die Ordnungszahl eines hellen Ringes mit Radius R die Beziehung

$$m = \frac{2e}{\lambda}\left(1 - \frac{R^2}{2f^2}\right),$$

für das Zentrum des Ringsystems erhalten wir die nicht ganzzahlige Ordnungszahl

$$m_0 + \varepsilon = \frac{2e}{\lambda},$$

wo m_0 die Ordnungszahl des innersten, voll entwickelten Ringes und ε einen Bruch bedeutet, für die ersten aufeinanderfolgenden Ringe erhalten wir

$$m_0 = \frac{2e}{\lambda} - \frac{e}{\lambda}\frac{R_0^2}{f^2}, \qquad \text{also} \qquad \varepsilon = \frac{e}{\lambda}\frac{R_0^2}{f^2},$$

$$m_0 - 1 = m_1 = \frac{2e}{\lambda} - \frac{e}{\lambda}\frac{R_1^2}{f^2}, \qquad \text{also} \qquad \varepsilon = \frac{e}{\lambda}\frac{R_1^2}{f^2} - 1,$$

$$m_0 - k = m_k = \frac{2e}{\lambda} - \frac{e}{\lambda}\frac{R_k^2}{f^2}, \qquad \text{also} \qquad \varepsilon = \frac{e}{\lambda}\frac{R_k^2}{f^2} - k$$

Durch Messung zweier Ringe R_i und R_k erhält man also den Bruchteil ε aus den Gleichungen

$$\varepsilon + i = \frac{e}{\lambda}\frac{R_i^2}{f^2},$$

$$\varepsilon + k = \frac{e}{\lambda}\frac{R_k^2}{f^2}$$

zu

$$\varepsilon = \frac{R_i^2}{R_k^2 - R_i^2}(k - i) - i$$

oder für die Rechnung bequemer

$$\varepsilon = \frac{R_i^2}{(R_k^2 - R_i^2)/(k - i)} - i.$$

Wie sich aus den Ausgangsgleichungen ersehen läßt, sind die Differenzen aufeinanderfolgender R^2 konstant, die R_i^2 einer Linie bilden also eine arithmetische Reihe erster Ordnung, deren Differenz gleich dem Nenner in dem zuletzt gegebenen Werte für ε ist. Da die praktische Messung von vornherein die Durchmesser $2R = D$ liefert, ersetzt man selbstverständlich in der obigen Gleichung $R_{i,k}$ durch $D_{i,k}$.

Um diese Methode anzuwenden, ist es aber unumgänglich notwendig, daß als abbildendes System und auch für die Spektrographenoptik vollkommen korrigierte Systeme ohne Verzeichnungsfehler verwendet werden. Die Prüfung der Konstanz von $(D_i^2 - D_{i-1}^2)$ ist zugleich eine Prüfung für die Güte der verwendeten Optik.

Enthält eine photographische Aufnahme viele Linien, so kann man die für die verschiedenen Linien erhaltenen Werte für $(D_i^2 - D_{i-1}^2)$ als Funktion der Wellenlänge darstellen und mit einer so zu erhaltenden Ausgleichskurve die endgültigen Bestimmungen des Bruchteils ε vornehmen, die Ermittlung der ganzzahligen Werte m erfolgt ganz ähnlich wie oben geschildert. Eine eindeutige Prüfung ergibt nur die Auswertung zweier Meßreihen mit verschiedenem Abstand e, die ohnehin nötig ist, um eine Korrektion anbringen zu können, die wir bisher nicht beachtet haben und von der die folgende Ziffer ausführlich handeln wird.

51 Phasensprung bei der Reflexion Bisher ist angenommen, daß die Dicke der Luftplatte für Licht aller Wellenlängen gleich anzusetzen sei Das ist nicht ganz richtig Bei der Reflexion an einer Silberschicht dringt das Licht je nach seiner Wellenlänge verschieden tief ein Man muß daher für die verschiedenen Wellenlängen die Dicke der Luftschicht etwas verschieden ansetzen, wenn die Formel

$$2e \cos\alpha = m\lambda$$

richtig bleiben soll

Für eine Wellenlänge λ_0 sei die Dicke der Luftschicht mit e_0 bezeichnet, worin die kleine, durch die Reflexion von der Silberschicht verursachte Vergrößerung der Schicht eingeschlossen sein soll Dann ist bei derselben Stellung der Glasplatten für eine andere Wellenlänge λ an Stelle von e_0 zu setzen

$$e_0 + \delta_\lambda$$

Dabei ist δ_λ nur von λ, nicht von e_0 abhängig δ_λ behält seinen Wert, wenn wir den Abstand der Glasplatten verändern Dann gilt für jedes λ und jedes e_0 die Gleichung

$$2(e_0 + \delta_\lambda)\cos\alpha = m\lambda$$

Nun hatten wir oben das Verhältnis $\lambda : \lambda_0$ unter Vernachlässigung von δ_λ bestimmt und dadurch eine etwas fehlerhafte Wellenlänge $\bar{\lambda}$ ermittelt

$$2e_0 \cos\alpha = m\bar{\lambda}$$

Demnach ist die wahre Wellenlänge λ gleich

$$\lambda = \bar{\lambda}\left(1 + \frac{\delta_\lambda}{e_0}\right)$$

Wenn wir also mit einer anderen Dicke e_0' die Ermittlung wiederholen, so müssen wir einen anderen Wert $\bar{\lambda}'$ finden, für den die Gleichung gilt

$$\lambda = \bar{\lambda}'\left(1 + \frac{\delta_\lambda}{e_0'}\right),$$

und daher ist

$$\frac{\bar{\lambda}'}{\bar{\lambda}} = \frac{1 + \delta_\lambda/e_0}{1 + \delta_\lambda/e_0'}$$

oder

$$\delta_\lambda\left(\bar{\lambda}/e_0 - \bar{\lambda}'/e_0'\right) = \bar{\lambda}' - \bar{\lambda}$$

Um δ_λ so genau wie möglich zu finden, werden wir $\bar{\lambda}' - \bar{\lambda}$ so groß wie möglich zu machen suchen Wir werden also die eine Dicke groß, die andere klein wählen Wenn e_0/e_0' nur ein kleiner Bruchteil ist, so ist

$$\delta_\lambda = \frac{\bar{\lambda}' - \bar{\lambda}}{\bar{\lambda}}\, e_0,$$

und da jetzt der Unterschied von $\bar{\lambda}'$ und λ klein ist gegen den von λ und $\bar{\lambda}$, so können wir ohne wesentliche Fehler auch schreiben

$$\delta_\lambda = \frac{\lambda - \bar{\lambda}}{\bar{\lambda}}\, e_0,$$

die an der Wellenlänge $\bar{\lambda}$ anzubringende Korrektion

$$\Delta\lambda = \bar{\lambda}\,\frac{\delta_\lambda}{e_0}$$

wird also

$$\Delta\lambda = (\bar{\lambda}' - \bar{\lambda})\,\frac{e_0'}{e_0' - e_0}$$

PEROT und FABRY empfehlen, gleichzeitig mit Licht von der Wellenlänge λ und λ_0 zu beleuchten und den Ring von λ auszusuchen, der mit dem von λ_0 zusammenfällt, so daß

$$m_0 \lambda_0 = m \bar{\lambda},$$

$$\delta_\lambda = (m\lambda - m_0 \lambda_0) \frac{d_0}{m_0 \lambda_0},$$

worin mit ausreichender Genauigkeit $\frac{d_0}{m_0 \lambda_0}$ gleich $\frac{1}{2}$ gesetzt werden kann. Sie ermitteln bei zwei besonders dicken Versilberungen gegen $\lambda_0 = 5080$ A die folgenden Dickenänderungen

λ	δ_λ	λ	δ_λ
644	$-1,4\ \mu\mu$	508	$0,0\ \mu\mu$
546	2,[illegible]	436	$+4\ 3$ „

Das würde bei einer Dicke der Luftschicht von $d_0 = 10$ mm Korrektionen in ebensoviel Zehnmillionstel der Wellenlänge ergeben, als die Werte von δ Einheiten in $\mu\mu$ enthalten, in diesem Falle also Korrektionen von $-2,8$, $-1,3$, 0, $+1,9$ Tausendstel A. Bei kleinerer Dicke der Luftschicht würden die Korrektionen entsprechend größer sein. Aber man sieht, daß selbst bei dreimal größeren Korrektionen der Wert von δ nur auf 10% sicher zu sein braucht, um die Korrektion auf ein Tausendstel A genau zu machen.

52. Einfluß der Luftdispersion. Eine weitere Korrektion kann unter Umständen notwendig werden, wenn bei verschiedenen Zuständen der Luft beobachtet wird. Bezeichnen nämlich n_λ und $n_{\lambda'}$ die Brechungsexponenten der Luft für die Wellenlängen λ und λ', so sind λn_λ und $\lambda' n_{\lambda'}$ die Wellenlängen im luftleeren Raum. Mithin behält

$$\frac{\lambda}{\lambda'} \frac{n_\lambda}{n_{\lambda'}}$$

bei verschiedenen Zuständen der Luft denselben Wert, und es ist

$$\frac{d(\lambda/\lambda')}{\lambda/\lambda'} = \frac{d n_{\lambda'}}{n_{\lambda'}} - \frac{d n_\lambda}{n_\lambda}.$$

Für verschiedene Dichten ϱ der Luft ändert sich nun der Brechungsindex bei festgehaltener Wellenlänge nach der Formel

$$n_\lambda - 1 = c_\lambda \varrho,$$

wo c_λ zwar von λ, aber nicht von ϱ abhängt. Damit wird

$$\frac{d n_\lambda}{n_\lambda - 1} = \frac{d\varrho}{\varrho}$$

und folglich

$$\frac{d(\lambda/\lambda')}{\lambda/\lambda'} = \left(\frac{1}{n_\lambda} - \frac{1}{n_{\lambda'}}\right) \frac{d\varrho}{\varrho},$$

d. h. die relative Änderung des Verhältnisses zweier Wellenlängen bei verschiedenen Luftdichten ist gleich der relativen Änderung der Luftdichte, multipliziert mit der Differenz der reziproken Brechungsexponenten. Für zwei Wellenlängen, von denen die eine im roten, die andere im ultravioletten Teil des Spektrums liegt, etwa bei 7000 A und 2000 A, hat die Differenz der reziproken Brechungsexponenten etwa den Wert $5 \cdot 10^{-5}$, so daß eine Dichtigkeitsänderung von 1% das Verhältnis der Wellenlängen schon um $5 \cdot 10^{-7}$ seines Betrages ändern würde. Bei Messungen, die eine Genauigkeit von einem Tausendstel einer Ångströmschen

Einheit anstreben, muß daher eine entsprechende Korrektur angebracht werden, um sie auf einen normalen Zustand zu reduzieren

Bei der praktischen Durchfuhrung der interferometrischen Wellenlangenmessung verfahrt man gewohnlich so, daß man eine Wellenlange als Normale zugrunde legt Fur die Messung von Normalen zweiter Ordnung gilt als Standardwellenlange die der roten Kadmiumlinie 6438,4696 A, ein Wert, der fur 15° C und 760 mm Hg und trockene Luft gilt Auch wenn die Bedingungen andere sind (z B 10° C, 735 mm Hg), legt man doch den vorgenannten Wert zunachst zugrunde und bringt erst an den endgultigen Wellenlangenwerten die notige Korrektion an

Fur die Ableitung der Korrektion legen wir die folgenden Bezeichnungen zugrunde

Standardlinie Wellenlange λ', Brechungsindex n',
Unbekannte Linie Wellenlange λ, Brechungsindex n,

bei den Versuchsbedingungen

Temp t° C, Druck h mm Hg

Ebenso gelte λ_0', n_0', λ_0, n_0 fur die Wellenlangen und Brechungsindizes bei Normalbedingungen (760 mm und 15° C) Dann gilt, wenn m die Ordnungszahl bedeutet

$$\lambda = \frac{m'}{m}\lambda'$$

In Wirklichkeit rechnen wir aber mit λ_0' statt λ' und setzen

$$\lambda = \frac{m'}{m}\lambda_0'$$

Der Unterschied, also die spater anzubringende Korrektion, ist somit

$$\delta = \lambda_0 - \frac{m'}{m}\lambda_0' = \lambda_0\left(1 - \frac{m'\lambda_0'}{m\lambda_0}\right) = \lambda_0\left(1 - \frac{\lambda\lambda_0'}{\lambda'\lambda_0}\right)$$

Da nun $\lambda/\lambda_0 = n_0/n$ und $\lambda'/\lambda_0' = n_0'/n'$, so folgt

$$\delta = \lambda_0\left(1 - \frac{n_0 n'}{n_0' n}\right) = \lambda_0\left(\frac{n_0' n - n_0 n'}{n_0' n}\right) = \lambda_0(n_0' n - n_0 n'),$$

da $n_0' n$ nahe gleich eins ist

Wird die Luftdichte durch ϱ bezeichnet (Index 0 bedeute wieder Normalbedingungen), so gilt

$$\frac{n-1}{\varrho} = \frac{n_0 - 1}{\varrho_0}, \qquad \frac{n'-1}{\varrho} = \frac{n_0'-1}{\varrho_0}$$

Setzt man die hieraus sich ergebenden Werte von n und n' oben ein, so ergibt sich

$$\delta = \lambda_0(n_0 - n_0')\frac{\varrho - \varrho_0}{\varrho_0}$$

Der Faktor $\frac{\varrho - \varrho_0}{\varrho_0}$ laßt sich in Funktion von Druck und Temperatur leicht tabellarisch darstellen, und ebenso laßt sich, sofern die Normallinie festliegt, der Wert δ ebenfalls tabellarisch anordnen Bequeme Tabellen geben MEGGERS und PETERS, Bull Bur of Stand 14, S 728 (1919) fur Cd 6438, 4696 als Normale erster Ordnung Diese Korrektionen sind im allgemeinen klein, aber durchaus nicht zu vernachlassigen, besonders im Ultraviolett steigen die Werte stark an Wird z B eine Linie bei 2500 A an Cd 6438 A bei einer Temperatur von 25° C und einem Druck von 700 mm Hg angeschlossen, so ergibt sich eine Korrektion von $-0{,}007$ A, bei einer Temperatur von 9° C ware sie nur $-0{,}004$ A

Auch bei Relativmessungen mit dem Gitter hat man der Dispersion der Luft Rechnung zu tragen, falls man nach der Koinzidenzmethode Linien verschiedener Ordnungen miteinander vergleicht. Fällt bei den Versuchsbedingungen t° C, p mm Druck eine Linie λ erster Ordnung mit einer Linie λ' $m$ter Ordnung zusammen, so gilt

$$\lambda = m\lambda'.$$

Ist λ' eine bekannte Normale, die in den Wellenlängentafeln als λ_0', bezogen auf 760 mm und 15° C, angegeben ist, so rechnen wir aber nach der Beziehung

$$\lambda^* = m\lambda_0',$$

erhalten also nicht das gesuchte λ_0, sondern es weicht λ^* von λ_0 ab um

$$\delta = \lambda_0\left(1 - m\frac{\lambda_0'}{\lambda_0}\right) = \lambda_0\left(1 - \frac{\lambda}{\lambda'}\,\frac{\lambda_0'}{\lambda_0}\right).$$

Naturgemäß ist dies die gleiche Formel, die wir für die interferometrischen Messungen angesetzt hatten. Wir kommen also auch hier zu der Endformel

$$\delta = \lambda_0(n_0 - n_0')\,\frac{\varrho - \varrho_0}{\varrho_0}.$$

53. Interferenzen im kontinuierlichen Spektrum. FRAUNHOFERsche Linien.

Wie schon oben (Ziff. 49) ausgeführt wurde, kann man den Apparat von PEROT und FABRY und natürlich ebenso jedes Interferenzspektroskop auch für die Untersuchung von Absorptionslinien ohne weiteres verwenden, solange der verwendete kontinuierliche Untergrund eine kleinere Ausdehnung als das Dispersionsgebiet $\Delta\lambda = \lambda/m$ besitzt. Wie zuerst FABRY und BUISSON gezeigt haben, lassen sich aber die Interferenzmethoden auch dann anwenden, wenn es sich um ein ausgedehntes Kontinuum mit Absorptionslinien, wie wir es etwa im Sonnenspektrum vor uns haben, handelt[1].

Läßt man durch eine planparallele versilberte Luftplatte, die in der früher beschriebenen Weise vor dem Spalt eines stigmatischen Spektralapparates montiert ist, Licht von einer kontinuierlichen Lichtquelle fallen, so erhält man im Spektrum ein System gekrümmter heller und dunkler Interferenzstreifen von parabolischer Form, deren konkave Seite gegen kürzere Wellenlängen gerichtet ist (kanneliertes Spektrum) (Abb. 23).

Diese Erscheinung erklärt sich folgendermaßen. Nach der Grundformel der PEROT-FABRY-Platte $m = \frac{2e}{\lambda}\left(1 - \frac{R^2}{2f^2}\right)$ erhält man an all den Stellen im kontinuierlichen Spektrum Helligkeit, für die m ganzzahlig ist, an allen anderen Stellen wird die Intensität rasch abfallen und für Stellen mit halbzahligem m verschwinden. Ein heller Interferenzstreifen im Spektrum entspricht einem bestimmten festgehaltenen m, die beiden benachbarten den Werten $m \pm 1$. Für ein festgehaltenes m gibt die obige Formel die Kurvenform im Normalspektrum wieder, und wie man sieht, sind die Kurven nach dieser Näherungsformel Parabeln, die an den Stellen $\lambda = 2e/m$ senkrecht zur Dispersionsrichtung, also tangierend zur Spaltrichtung, verlaufen[2]. Zwei konsekutive Parabeln haben an der der Spaltmitte entsprechenden Stelle den Wellenlängenabstand $\Delta\lambda = 2e/m^2 = \lambda/m$, also gleich der Größe des Dispersionsgebietes.

Ist nun das Kontinuum von Absorptionslinien durchzogen, so werden diese das System der Interferenzparabeln schneiden und dadurch die hellen Kurven-

[1] Über Interferenzen mit planparallelen Platten im kontinuierlichen Spektrum handelt auch eine ältere Arbeit von E. GEHRCKE und O. REICHENHEIM, Verh. D. Phys. Ges. 4, S. 209 (1906). Hier handelt es sich aber nicht um Untersuchungen von Absorptionslinien.

[2] Bei Berücksichtigung größerer Neigung der aus der Luftplatte austretenden Strahlen, also bei Verwendung eines sehr hohen Spaltes, sind die Interferenzstreifen durch Kurven vierter Ordnung wiederzugeben.

zuge unterbrechen, gerade an den Stellen, an denen eine Emissionslinie gleicher Wellenlange Maxima der Intensitat besaße

Die Abb 23 a gibt ein „kanneliertes Spektrum" eines kontinuierlich leuchtenden Korpers (Krater der Bogenlampe) wieder, der Spalt ist sehr eng, das Reflexionsvermogen der Luftplatte ziemlich groß, so daß man sehr schmale Intensitatsmaxima erhalt Die Etalondistanz ist klein gehalten, ca 0,5 mm, um das Wesentliche der Erscheinung deutlich in Erscheinung treten lassen zu konnen Außerdem sieht man durch Zwischenschaltung einer mit NaCl gefarbten Bunsenflamme in den Strahlengang vor dem Etalon die beiden Natriumlinien in Ab-

a b

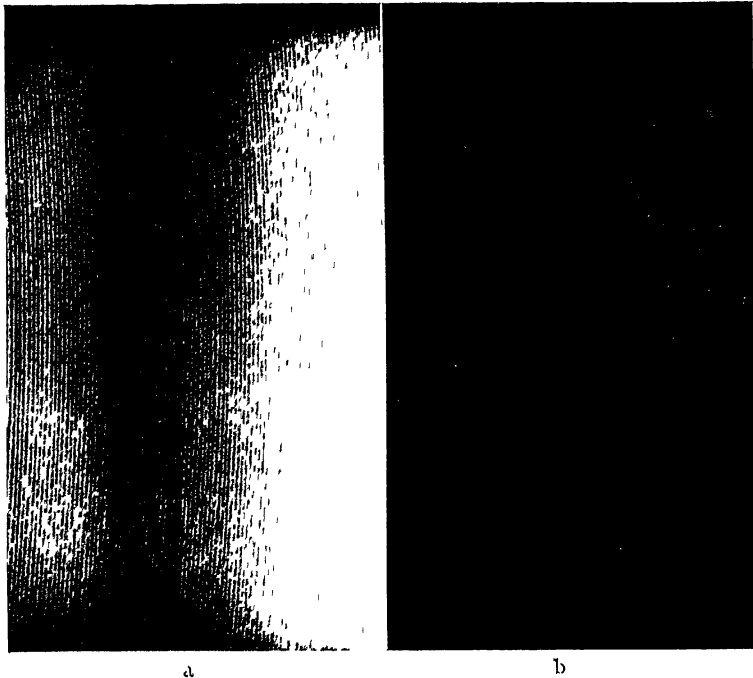



Abb 23 Interferenzen einer Planparallelplatte im kontinuierlichen Licht

sorption Die dunklen Absorptionsstellen treten zwar in Erscheinung, sind aber fur Meßzwecke ungeeignet, es ware gunstiger, wenn sie in der Dispersionsrichtung des Spektrographen eine großere Breite hatten

Dies laßt sich nun durch Verbreiterung des Spaltes leicht erreichen Macht man namlich den Spalt weiter, so verbreitern sich die hellen Interferenzkurven des kannelierten Spektrums um einen der Spaltweite entsprechenden Betrag In diesen Interferenzkurven gehort einem bestimmten Vertikalabstand vom Scheitel der Kurve eine bestimmte Wellenlange zu, da jedem Punkt des Spaltes durch die Luftplatte eine bestimmte Wellenlange zugeordnet wird Dementsprechend werden bei der Erweiterung des Spaltes die bei Vorhandensein einer Absorptionslinie auftretenden schmalen Interferenzgebiete in der Dispersionsrichtung auseinandergezogen und dadurch deutlicher sichtbar (Abb 23 b) Ein Optimum wird erhalten, wenn man die Breite des Spaltes so wahlt, daß aufeinanderfolgende Interferenzkurven sich gerade beruhren Ist dies der Fall, so verschwindet die Kannelierung vollkommen, dem Auge erscheint das Spektrum als kontinuierliches Spektrum, das sich aber naturlich von einem bei weitem Spalt und ohne

Interferenzapparat erhaltenen kontinuierlichen Spektrum wesentlich unterscheidet. Sehen wir von der etwa bei Prismenapparaten auftretenden Krümmung der Spektrallinien ab, so wird in dem zuletzt angeführten Fall jede monochromatische Strahlung gleichmäßig ein dem rechteckigen Spalt entsprechendes Rechteck erfüllen, und die benachbarten Wellenlängen werden zu einer Vermischung der Strahlung Anlaß geben. Ganz anders liegen die Verhältnisse bei dem durch Verbreiterung des Spaltes aus dem kannelierten Spektrum hervorgegangenen „Kontinuum".

Hier nimmt eine Strahlung bestimmter Wellenlänge nur ein kleines, in horizontaler Richtung sich erstreckendes Gebiet ein, dessen Länge durch die Breite des Spaltes, dessen Höhe durch den Wellenlängenbereich $\Delta\lambda$ der Strahlung gegeben ist. Die benachbarten Strahlungen lagern sich mit einer kleinen, der Spektroskopdispersion entsprechenden Horizontalverschiebung übereinander und nur, weil das Auge nicht befähigt ist, kleine Wellenlängenunterschiede durch Farbenverschiedenheit zu erkennen, nimmt es dieses Spektrum als normal strukturiertes Kontinuum hin.

Da der Scheitelabstand konsekutiver Interferenzstreifen gleich $\lambda^2/2e$ ist, so sieht man, daß bei Gitter- wie Prismenspektroskopen die Einstellung auf Verschwinden des Streifen nur für einen kleinen Teil des Spektrums möglich ist. Dies macht bei der Anwendung des Verfahrens auf die Messung ausgedehnter Absorptionsspektren eine große Anzahl von Aufnahmen mit verschiedenen Spaltbreiten notwendig.

Bei diesen Betrachtungen ist vorausgesetzt, daß man es mit unendlich schmalen Interferenzstreifen und Absorptionslinien zu tun hat. Die Durchführung der Betrachtungen für den Fall einer beschränkten Zahl interferierender Strahlenbüschel und endlicher Linienbreite bietet keine Schwierigkeit. In qualitativer Weise sind diese Verhältnisse bereits von FABRY und BUISSON diskutiert [J. de Physique (4) 9, S. 197 (1910)][1]. Eine quantitative Durchrechnung, die für die Verwendung der Methode zur Analyse der Linienform von Absorptionslinien von Wichtigkeit wäre, ist noch nicht durchgeführt.

c) Wellenlängensysteme[2].

54. Zur Geschichte der Wellenlängenbestimmungen. Für die Bestimmung der Wellenlänge des Lichts haben seit den ersten Versuchen von THOMAS YOUNG[3] Beugungserscheinungen und Interferenzerscheinungen im engeren Sinne gedient, und je nach dem Stande der Wissenschaft hat eine Methode die andere abgelöst. Einen hervorragenden Platz aber nimmt in der ersten Zeit der Wellenlängenmessungen die Leistung von J. FRAUNHOFER ein, der sich in zwei grundlegenden Arbeiten[4] mit der Beugung des Lichts an Gittern beschäftigte und dabei zum erstenmal Wellenlängen exakt definierter Lichtarten, nämlich der FRAUNHOFERschen Linien im Sonnenspektrum messen konnte. Diese Arbeiten FRAUNHOFERS waren der wissenschaftlichen Spektroskopie der Folgezeit insofern wegbestimmend, als das Beugungsgitter bis zu den Arbeiten ROWLANDS vorherrschend blieb. Die Genauigkeit in der Wellenlängenmessung ging mit der Arbeit FRAUNHOFERS sprunghaft in die Höhe. Mit den von ihm hergestellten Glasgittern gelang es ihm, die Wellenlängen der FRAUNHOFERschen Linien C, D, F, G, H mit einer

---

[1] Siehe auch CH. E. ST. JOHN, Ap. J. 67, S. 195 (1928), K. BURNS u. WM. F. MEGGERS, Publ. Allegh. Obs. 6, Nr. 7, S. 105 (1927).

[2] Verfasser K. W. MEISSNER.

[3] Lectures on Natural Philosophy. London 1807.

[4] Denkschr. d. K. Ak. d. Wiss. München 8, S. 1 (1821/22). Gilberts Ann. d. Phys. 74, S. 337 (1823).

Genauigkeit von weniger als $1^0/_{00}$ herzuleiten (D-Linie 2,175 · 10^{-5} Pariser Zoll $= 0,588\,\mu$). Diese Arbeit von FRAUNHOFER war aber auch noch in einer anderen Richtung wegbestimmend: das Sonnenspektrum war durch die große Zahl „fixer Linien“ und durch die Bequemlichkeit seiner Erzeugung als Normalspektrum besonders geeignet, die Messung der Wellenlängen der stärksten FRAUNHOFERschen Linien erschien für die nächste Zukunft als wichtigste Aufgabe, besonders nachdem KIRCHHOFF und BUNSEN die Spektralanalyse als jungen Zweig der exakten Naturwissenschaften begründet hatten[1]. Bei der Durchmusterung der Spektren durch die genannten Forscher (1860/61) lag noch viel Willkür in der Festlegung der einzelnen Linien. Die Beziehung ihrer Lage auf eine willkürliche Skala, eine gewisse Abhängigkeit von einem bestimmten Apparattypus (Glasspektrograph, Dispersion des Prismas), ließ im Grunde die Benennung der jungen Wissenschaft Spektroskopie als exakte Wissenschaft noch nicht in vollem Maße zu.

Sie wurde es aber, als A. J. ÅNGSTROM mit Hilfe von drei NOBERTschen Gittern die genaue Vermessung und Zeichnung des Sonnenspektrums durchführte[2] (1868). Durch diese nicht hoch genug zu schätzende Arbeit war die Möglichkeit geschaffen, mit beliebigen Apparaten, seien es Gitter- oder Prismenapparate, die Messung und Identifizierung von Spektrallinien durch Reduktion auf das Normalsonnenspektrum auszuführen. An die Stelle der nach einer vollkommen willkürlichen Skala erfolgten Relativmessung der Linien mit dem BUNSEN-KIRCHHOFFschen Spektroskop trat jetzt die Relativmessung in bezug auf eine physikalische, durch die Wellenlänge des betreffenden Lichts gegebene Skala. In diesem Sinne bilden die Arbeiten von ÅNGSTROM einen Markstein in der Entwicklung der Spektroskopie. Die Einheit, in der die Messungen von ÅNGSTROM durchgeführt wurden, war 10^{-8} cm $= 10^{-10}$ m („tenth metre“ nach STONEY), eine Einheit, die als ÅNGSTROMsche Einheit (Å. E. oder einfach A) noch heute als Grundlage unserer Messungen im gewöhnlichen Spektralgebiet dient, während im Röntgengebiet nach dem Vorgang von SIEGBAHN die X-Einheit $= 10^{-3}$ A benutzt wird.

Die Absicht ÅNGSTROMs, durch seine Messungen ein Standardwerk der Wissenschaft zu schenken, wurde durch einen bedauerlichen Irrtum vereitelt. ÅNGSTROM hatte seine Messungen mit drei NOBERTschen Gittern ausgeführt, deren Gitterkonstante er an das Normalmeter in Upsala anschloß. Unglücklicherweise wurde dessen Länge durch Anschluß an das Normalmeter in Paris von TRESCA unrichtig zu 999,81 mm bestimmt anstatt zu 999,94 mm, was später von LINDHAGEN gefunden wurde. Dieser Fehler war ÅNGSTROM nach Abschluß seiner umfangreichen Messungen bekannt, und er selbst hat noch seinen Schüler THALÉN dazu angeregt, die große Umrechnungsarbeit vorzunehmen. THALÉN selbst hat diese Arbeit durchgeführt[3] und außerdem das Werk von ÅNGSTROM noch weiter ausgedehnt, indem er durch Relativmessungen die Funkenspektra aller damals bekannten Elemente an die ÅNGSTROMsche Skala anschloß. Er verwendete für diese Arbeit einen Prismenspektrographen großer Dispersion.

Die Fortführung und Erweiterung der ÅNGSTROM-THALÉNschen Arbeiten ist besonders CORNU[4] zu danken, der mit photographischen Methoden in das ultraviolette Gebiet vordrang.

---

[1] Pogg. Ann. 110, S. 161 (1860); 113, S. 337 (1861).

[2] Recherches sur le spectre solaire. Upsala 1868 u. Berlin 1869; Pogg. Ann. 123, S. 489 (1864).

[3] Nov. Acta Reg. Soc. Sc. Upsal. (3) 6 (1868); 9, S. 1 (1875); 12, S. 1 (1884).

[4] Ann. École Norm. sup. (2) 3, S. 421 (1874); 9, S. 21 (1880).

Durch den unglücklichen Anschluß der ÅNGSTROMschen Messungen an das Normalmeter und die dadurch später notwendigen Korrektionen war das Vertrauen der Spektroskopiker zu den ÅNGSTROM-THALENschen Tafeln erschüttert. Neumessungen von Wellenlängen schienen erforderlich und wurden auch in der Folgezeit von MÜLLER und KEMPF[1], KURLBAUM[2], PEIRCE[3] und besonders von BELL[4] ausgeführt. Diesem standen mehrere hervorragende, von ROWLAND geteilte Plangitter zur Verfügung. Bei allen diesen Messungen diente als Lichtquelle eine Natriumflamme, deren beide Linien D_1 und D_2 ausgemessen wurden. Durch genauen Anschluß der Gitterkonstante an das Normalmeter erhielten diese Beobachter für D_1 Werte, die in guter Übereinstimmung waren (vgl. Tab. 1).

Den größten Aufschwung nahm die Spektroskopie durch die Arbeiten von ROWLAND[5], dem durch die Konstruktion einer ganz vorzüglichen Teilmaschine die Teilung von Gittern gelang, die alle bisher geschaffenen an Güte weit überragten. Durch die Erfindung des Konkavgitters (Kap. 3, Ziff. 34) beschenkte er die Wissenschaft mit einem Universalinstrument, das für jeden Spektralbereich geeignet war und ohne Zuhilfenahme von Linsen oder abbildenden Systemen ein Spektrum entwarf. Mit den Arbeiten von ROWLAND können wir den Beginn einer neuen Epoche der exakten Spektroskopie datieren.

Tabelle 1.

Beobachter	Wellenlänge	Gewicht
ÅNGSTROM	5895,81	1
MÜLLER u. KEMPF	5896,25	2
KURLBAUM	5895,90	2
PEIRCE	5896,20	5
BELL	5896,20	10
Mittel	5896,156	

55. Das ROWLANDsche Wellenlängensystem. Durch die Erfindung und weitgehend befriedigende Herstellung des Konkavgitters (1882) hatte ROWLAND ein Hilfsmittel gefunden, das wie kein zweites dazu geeignet war, Relativmessungen nach der Koinzidenzmethode (Ziff. 33) auszuführen. Mit Hilfe eines großen Konkavgitters von über 6 m Krümmungsradius wurden die Spektren der Sonne und der verschiedenen Elemente untersucht. Die bei den Relativmessungen erzielte Genauigkeit war von ROWLAND selbst auf wenige Tausendstel A geschätzt worden, und das Wellenlängensystem ROWLANDs galt fast allgemein als so zuverlässig, daß es bis 1906 allen Wellenlängenmessungen physikalischer oder astrophysikalischer Art zugrunde gelegt wurde.

Für die Methode der Koinzidenzmessung mit dem Gitter ist im Grunde die Kenntnis der Wellenlänge nur einer Spektrallinie erforderlich. Als Grundlage für seine Messungen verwendete ROWLAND als primäre Normale (Primary Standard) die Wellenlänge der D_1-Linie des Natriums, die von den in Tabelle 1 angegebenen Beobachtern bestimmt worden war. Durch Beilegung verschiedenen Gewichts erhielt ROWLAND aus diesen Messungen als Mittelwert den seinem Wellenlängensystem zugrunde liegenden Wert für

$$D_1: \lambda_{Rowl} = 5896{,}156 \text{ A}.$$

Der Wert dieser Wellenlänge gilt für Luft normaler Zusammensetzung von 20° C und 760 mm Druck. ROWLAND legte seine umfangreichen Beobachtungen nieder in dem Standardwerk „A Preliminary Table of Solar Spectrum Wave Lengths",

---

[1] Potsdam Publ. 5 (1886). [2] Wied. Ann. 33, S. 159 u. 381 (1888).

[3] Amer. J. of Sc. (3) 18, S. 51 (1879); Nature 24, S. 262 (1881).

[4] Amer. J. of Sc. (3) 33, S. 167 (1887); 35, S. 265 u. 347 (1888); Phil. Mag. (5) 23, S. 265 (1887); 25, S. 255 u. 350 (1888).

[5] Amer. J. of Sc. (3) 33, S. 182 (1887); Phil. Mag. (5) 23, S. 257 (1887); 27, S. 479 (1889); 31, S. 49 (1891); Astr. and Astroph. 12, S. 321 (1893); Ap. J. 1 bis 5 (1895/98).

deren Veroffentlichung in den Jahren 1895 bis 1897 erfolgte[1] Ein ausgezeichneter Atlas vervollstandigt diese Tabellen Der Atlas gibt auf einzelnen Tafeln das ganze Sonnenspektrum wieder Jedes Spektralgebiet ist mit einer Skala versehen, auf der die Wellenlange jeder einzelnen Linie mit einer Genauigkeit von 0,01 A abzulesen ist Außer dieser Arbeit wurden von ROWLAND die Spektren einer großen Anzahl von Elementen ausgemessen und auf ihre Anwesenheit im Sonnenspektrum untersucht Die ROWLANDschen Messungen dienten fur eine ganze Generation von Spektroskopikern als Standardwerk Von den zahlreichen Forschern, die sich mit der Weiterfuhrung des Werkes von ROWLAND befaßten, seien genannt HARTLEY, LIVEING und DEWAR, EDER und VALENTA, KAYSER und RUNGE, EXNER und HASCHECK

Daß das ROWLANDsche, in der Preliminary Table endgultig festgelegte Wellensystem nicht frei ist von systematischen Fehlern, wurde in der Folgezeit von verschiedenen Beobachtern festgestellt Es trat dies besonders bei der Vergleichung weit voneinander liegender Spektralgebiete in Erscheinung und es zeigte sich, daß in dem ROWLANDschen System langsam verlaufende Unregelmaßigkeiten vorhanden sind Die Abweichungen, die uber langere Strecken mancher Spektralgebiete konstant blieben, betrugen bis zu 0,02 A Derartige Beobachtungen wurden zuerst von MULLER[2] und spater von KAYSER[3], FABRY und PEROT[4] sowie EBERHARD[5] gemacht

HARTMANN[6] unterzog das ROWLANDsche Wellenlangensystem einer eingehenden Kritik und machte ins einzelne gehende Vorschlage zur Gewinnung eines in sich richtigen korrigierten ROWLANDschen Systems In diesen Arbeiten findet man neben wertvollen Angaben uber die Entstehungsweise der ROWLANDschen Wellenlangenwerte auch sehr beachtenswerte Ausfuhrungen uber grundsatzliche Forderungen, die an ein brauchbares Wellenlangensystem zu stellen sind Durch HARTMANNS Arbeiten wurde die Unzulanglichkeit des ROWLANDschen Systems besonders deutlich vor Augen gefuhrt und die Aufstellung eines Planes zur Schaffung eines neuen Systems beschleunigt (s Ziff 58)

56 MICHELSONS Messungen mit dem Interferometer. Wenngleich die Messungen ROWLANDS alle Messungen seiner Vorganger an Genauigkeit weit ubertrafen, so genugten sie doch sehr bald nicht mehr den Anforderungen, als MICHELSON durch die Konstruktion seines Interferometers[7] eine neue Moglichkeit genauer absoluter Wellenlangenmessungen geschaffen hatte Mit dem neuen Instrument war es moglich, mit praktisch beliebig großem Gangunterschied zu arbeiten, insofern nur die Homogenitat des verwendeten Lichts dies zuließ Zum erstenmal in der Geschichte der Wellenlangenmessungen sehen wir in den Arbeiten von MICHELSON die Frage nach der Beschaffenheit der Spektrallinien, ihrer Feinstruktur, Intensitatsverteilung auftreten und in einer fur die nachherige Auswahl der Normalwellenlangen so wichtigen Vorarbeit hat MICHELSON eine große Reihe von Spektrallinien aus der sog Sichtbarkeitskurve auf ihre Zusammensetzung analysiert Bei der Prufung von nahezu 100 verschiedenen Spektrallinien ergaben sich als besonders homogen oder aus homogenen Komponenten zusammengesetzt drei Linien des Kadmiumdampfes, von denen die rote als die

---

[1] Chicago Univ Press 1898, 392 S, 8°
[2] Potsdam Publ 8, S 49 (1891)
[3] Ann Chim Phys 7, S 25 u 98 (1902)
[4] Ann d Phys 4, 3, S 195 (1900)
[5] Ap J 17, S 141 (1903)
[6] Z f wiss Photogr 1, S 215 (1903), 2, S 164 (1904), Ap J 20, S 41 (1904), vgl auch Astr Mitt Sternw Gott 19 (1916)
[7] A A MICHELSON u E W MORLEY, Amer J of Sc 34, S 427 (1887), 38, S 181 (1889), Phil Mag (5) 24, S 463 (1887), A A MICHELSON, ebenda (5) 13, S 236 (1882), 31, S 256 u 338 (1891), 34, S 280 (1892), J de Phys (3) 3, S 5 (1894), BENOÎT, Trav et Mém Bur Inst des Poids et Mes 11 (1895)

geeignetste erschien Die fur die Erzeugung des Kadmiumdampfes dienende Lichtquelle war eine hochevakuierte, mit Kadmium beschickte, auf ca 300° erhitzte GEISSLER-Rohre, die mit hochgespanntem Strom betrieben wurde[1] Die Werte, die MICHELSON fur die drei Linien fand, sind folgende rot 6438,4722 10^{-8} cm, grun 5085,8240 10^{-8} cm, blau 4799,9107 10^{-8} cm Diese Werte gelten fur normale Luft von 15° C und 760 mm Hg Der Gehalt an Feuchtigkeit der Luft ist dabei unberucksichtigt geblieben

Die Werte von ROWLAND fur dieselben Linien sind wesentlich andere Fur 20° C und 760 mm Druck ist namlich Cd rot 6438,680 A, Cd grun 5086,001 A und Cd blau 4800,097 A Wie man sieht, sind die Abweichungen zwischen den Werten von MICHELSON und ROWLAND recht betrachtlich, wenn man die große relative Genauigkeit der ROWLANDschen Messungen bedenkt Die Unterschiede sind in erster Linie auf den zu großen Wert der ROWLANDschen Primar-Normallinie zuruckzufuhren (nach neueren Bestimmungen ware die Wellenlange $D_{1(\mathrm{Rowl})}$ 5896,156 A zu verkleinern um 0,212 A) Ware dies aber der einzige Fehler, so konnte die ganze Wellenlangentabelle ROWLANDS sehr leicht umgerechnet werden, da die anzubringenden Korrektionen einfach den Wellenlangen proportional waren Daß die Verhaltnisse aber nicht so einfach liegen, zeigen die Vergleichszahlen in der Zusammenstellung der Kadmiumlinien Wurde man die grune und blaue Kadmiumlinie in der angegebenen Weise andern, so ergaben sich Korrektionen von −0,164 bis −0,155 A fur die grune bzw blaue Linie und korrigierte Wellenlangen von 5085,837 bzw 4799,942 A Nach dem MICHELSONschen Ergebnis waren also auch die relativen Wellenlangen von ROWLAND um 0,013 bzw 0,037 A fehlerhaft Diese Fehler sind zwar wesentlich kleiner als die aller spektroskopischen Messungen vor ROWLAND, sie ubertreffen aber ROWLANDS eigene Schatzung bei weitem Wie man heute weiß, verteilen sich die Korrektionen auch ziemlich unregelmaßig auf das ganze Spektrum (s Ziff 66), und es durfte schwer sein, die einzelnen Grunde fur diese Verteilung zu analysieren Die Methode der Koinzidenzen ist an und fur sich sicher unverfanglich, obgleich sie in der von ROWLAND angewendeten Form des schrittweisen Anschlusses neuer Linien und durch das angewendete Ausgleichsverfahren großen Fehlerquellen Zulaß gestattet Die Hauptfehlerquelle liegt wohl in dem Bestreben, die Wellenlangen des Sonnenspektrums mit denen der Bogenspektren in Einklang zu bringen Dadurch entstanden nicht mehr zu ubersehende und ungleichmaßig verteilte Fehler[2]

Dies ergibt sich ganz besonders aus den Untersuchungen von JEWELL[3], der bei der Ausmessung von ROWLANDschen Platten Unterschiede in der Wellenlange von Sonnenlinien und den entsprechenden Linien der Laboratoriumslichtquellen fand Die Wellenlangen im Lichtbogen von Eisen, Natrium, Kobalt, Mangan, Strontium, Barium und Kalzium waren meist nach der kurzwelligen Seite gegen die Sonnenlinien verschoben und in verschiedenen Betragen selbst bei Linien des gleichen Elements Diese Verschiebungen betragen in einigen Fallen mehr als 0,02 A

57 Druckverschiebung der Spektrallinien Einen Grund fur die Verschiebung der Spektrallinien fanden HUMPHREYS und MOHLER[4] Nach ihren Beobachtungen verschieben sich die Spektrallinien eines unter hoheren Druck gesetzten Lichtbogens ungefahr proportional dem Druck, und zwar nach der kurzwelligen

---

[1] Eine Lampe ähnlicher Art beschreibt neuerdings G S MONK, Ap J 62, S 375 (1925)
[2] Siehe besonders die Ziff 55 angefuhrten Abhandlungen von J HARTMANN
[3] Ap J 3, S 89 (1896), J de Phys (3) 6, S 84 (1897)
[4] Ap J 3, S 114 (1896), 4, S 17 u 249 (1896), 6, S 169 (1897), J de Phys (3) 6, S 82 (1897), J S AMES u W J HUMPHREYS, Phil Mag (5) 44, S 119 (1897)

Seite des Spektrums. Aus dieser Beobachtung schließen sie, daß die von JEWELL beobachteten Differenzen auf die höheren Drucke zurückzuführen sind, die in der umkehrenden Schicht der Sonne herrschen. Wie immer aber auch die Deutung der JEWELLschen Beobachtungen ausfallen mochte, so viel war klar, daß die führende Rolle, die das Sonnenspektrum bisher als Normalspektrum spielte, ihm genommen werden und daß nach einem anderen Standardspektrum Umschau gehalten werden mußte. Die hohe Meßgenauigkeit, die die interferometrischen Methoden und die größten ROWLANDschen Konkavgitter in die spektroskopischen Messungen gebracht hatten, machten den Plan eines neuen Systems von Normallinien dringend notwendig.

58. Plan eines neuen Wellenlängensystems. Um der Unsicherheit im ROWLANDschen Wellenlängensystem ein Ende zu machen, wurde auf Anregung von G. E. HALE im Jahre 1904 eine internationale Vereinigung „International Union for Cooperation in Solar Research" gegründet, die den Zweck haben sollte, ein neues System von Normalen aufzustellen. Die erste Zusammenkunft fand im Jahre 1904 in St. Louis statt, die zweite 1905 in Oxford. Hier wurde beschlossen, das von MICHELSON begründete Wellenlängensystem international anzunehmen. Als dann nach dem von FABRY und PEROT[1] ersonnenen, abgeänderten interferometrischen Verfahren eine Neubestimmung der roten Kadmiumlinie durchgeführt worden war, wurde bei der 3. internationalen Versammlung im Jahre 1907 zu Meudon die Definition der ÅNGSTRÖMschen Einheit dadurch beschlossen, daß für die Wellenlänge der im GEISSLER-Rohr nach MICHELSON erzeugten roten Kadmiumlinie in trockener Luft von 15° C und 760 mm Hg der Wert

$$\mathrm{Cd}_{\mathrm{rot}} \quad \lambda_{\mathrm{int}} = 6438{,}4696\ \mathrm{Å}$$

angesetzt wurde. Die rote Kadmiumlinie sollte künftig für alle Wellenlängenmessungen als „Normallinie erster Ordnung" dienen. Die Genauigkeit, die bei diesen Messungen erreicht wurde, ist so groß, daß man annehmen kann, der Wert der Wellenlängen sei bis auf ein Zehnmillionte1, d. h. weniger als 0,001 Å, genau. Faßt man umgekehrt die Definition der ÅNGSTRÖM-Einheit als durch die Wellenlänge der roten Kadmiumlinie gegeben auf, so ist anzunehmen, daß die ÅNGSTRÖM-Einheit mit einer Genauigkeit von etwa ein Fünfmilliontel mit dem Hundertmilliontel eines Zentimeters übereinstimmt, wobei das Zentimeter definiert ist als der 100. Teil des von der Internationalen Meterkonvention bestimmten, im Bureau International des Poids et Mesures in Sèvres bei Paris aufbewahrten Strichmaßes aus Platin-Iridium bei 0° C.

Eine größere Genauigkeit als die jetzt erreichte wird kaum zu erlangen sein. Die spektroskopische Genauigkeit ließe sich an und für sich weitertreiben, aber die Entfernung der Endstriche des Mètre des Archives ist nicht genauer definiert. Die Endstriche haben keine absolute Feinheit und die mikroskopische Einstellung bietet keine absolute Sicherheit. Die Fehlergrenze, innerhalb der eine Kopie des Meters mit dem Prototyp verglichen werden kann, ist nach BENOÎT etwa 0,2 μ, d. h. eben ein Fünfmilliontel. Es ist auch keineswegs sicher, daß die Endstriche auf dem Meter-Prototyp im Laufe der Zeiten unverändert bleiben, während man viel eher wird annehmen können, daß die Wellenlänge der roten Kadmiumlinie unter den angegebenen Bedingungen immer dieselbe ist und in jedem Laboratorium leicht reproduziert werden kann.

59. Internationale ÅNGSTRÖM-Einheit. Normallinien zweiter Ordnung. Auf der dritten Zusammenkunft der Internationalen Union in Pasadena (Mt. Wilson)

[1] C. R. 126, S. 1624 (1898); Ann. Chim. Phys. (7) 12, S. 459 (1897); J. R. BENOÎT, CH. FABRY u. H. BUISSON, C. R. 144, S. 1082 (1907); Z. f. Instrk. 27, S. 309 (1907).

im Jahre 1910 wurde die durch die Festsetzung der Wellenlange der roten Kadmiumlinie gegebene ÅNGSTROM-Einheit zur Unterscheidung von der ursprunglichen Einheit 10^{-10} m als Internationale ÅNGSTROM-Einheit, I A, bezeichnet Dadurch wird die Frage nach der Genauigkeit des Anschlusses dieser Einheit an den hundertmillionten Teil eines Zentimeters zu einer zweiten, den Spektroskopiker nicht weiter interessierenden Frage

Ferner wurde auf dieser Versammlung beschlossen, ein System von „Wellenlangennormalen zweiter Ordnung" durch interferometrischen Anschluß an die rote Kadmiumlinie zu schaffen Die Arbeiten von ROWLAND waren in dieser Frage von einschneidender Bedeutung einmal insofern, als das Konkavgitter sich nicht als hinreichend zur Ermittlung von Normalen zweiter Ordnung eignete, und zweitens insofern, als sich besonders durch die Arbeiten von JEWELL schon gezeigt hatte, daß das Sonnenspektrum als Standardspektrum vollkommen ungeeignet sei Die FRAUNHOFERschen Linien, die seit ÅNGSTROM als besonders vorteilhaft zur Schaffung eines Normalensystems galten, gaben diese fuhrende Stellung nun an besonders scharfe Eisenlinien ab, und bereits im Jahre 1910 konnten auf Grund von Messungen von FABRY und BUISSON[1] in Marseille, von PFUND[2] in Baltimore und von EVERSHEIM[3] in Bonn eine Liste von 49 Eisenlinien zwischen 4200 und 6500 A als Normalen zweiter Ordnung des internationalen Systems erklart werden Der Anschluß an die Normalen erster Ordnung war nach den Beschlussen von 1907 nach der FABRY und PEROTschen interferometrischen Methode durchgefuhrt worden Im Jahre 1913 (Bonn) wurde noch eine Reihe von Eisenlinien dazugenommen, so daß nun ein genugend gesichertes System von Wellenlangen im Bereich von 3371 und 6750 I A festzuliegen schien Die Messungen der einzelnen Beobachter stimmten bei den meisten Linien innerhalb von 0,003 A uberein, und es schien die Ansicht gerechtfertigt, daß die endgultigen Werte auf ein bis zwei Tausendstel A richtig sein wurden Aber es sollte sich bald zeigen, daß man hinsichtlich der Wahl und Definition der Lichtquelle zu leichtfertig vorgegangen war

60 Poleffekt Bei dem Versuch, die Wellenlangen weiterer Eisenlinien zwischen den Normallinien zweiter Ordnung mit einem großen Konkavgitter zu interpolieren, fand GOOS[4], daß die Wellenlange einer Eisenlinie an verschiedenen Stellen des Lichtbogens zwischen Eisenelektroden merklich verschieden sein kann GALE und ADAMS[5] hatten in Fortsetzung der in Ziff 57 zitierten Arbeit von HUMPHREYS und MOHLER die Druckverschiebung der Eisenlinien zwischen 3600 und 6700 A untersucht und gefunden, daß man vier mit *a*, *b*, *c*, *d* bezeichnete Gruppen von Linien hinsichtlich der Druckverschiebung unterscheiden kann In der gleichen Spektralgegend verhalten sich die Druckverschiebungen dieser vier Gruppen wie 1 1,5 3,4 6,6, und innerhalb jeder Gruppe wachsen sie ungefahr proportional der dritten Potenz der Wellenlange mit dieser an, nehmen also im rotwelligen Gebiet große Werte an GALE war nun der Ansicht, daß die von ihm an den verschiedenen Teilen des Eisenbogens beobachteten Verschiebungen im wesentlichen dem verschiedenen Druck an den verschiedenen Teilen des Lichtbogens zuzuschreiben seien Spatere Untersuchungen von ST JOHN und BABCOCK[6] zeigten jedoch, daß außer dem Druck auch der Poleffekt eine Rolle spielt Dieser Poleffekt besteht darin, daß manche Linien in der Nahe des

[1] C R 143, S 165 (1906), J de Phys (4) 7, S 169 (1908)
[2] Ap J 28, S 197 (1908) [3] Ann d Phys (4) 30, S 815 (1909)
[4] Z f wiss Photogr 11, S 1 u 305 (1912), 12, S 259 (1913), Ap J 35, S 221 (1912), 37, S 48 (1913), 38, S 141 (1913), A N 199, S 33 (1914)
[5] Ap J 35, S 10 (1912), Phys Rev 34, S 143 (1912)
[6] Phys Rev (2) 9, S 577 (1917), Ap J 42, S 231 (1915), 46, S 138 (1917)

negativen Poles eines Eisenbogens eine unsymmetrische Verbreiterung und eine Verschiebung erfahren. Wie TAKAMINE[1] später zeigen konnte, ist der Poleffekt nichts anderes als der durch das elektrische Feld im Lichtbogen hervorgerufene Starkeffekt. Übrigens hängt auch die Druckverschiebung sehr wahrscheinlich mit dem Starkeffekt zusammen, den die elektrischen Felder der benachbarten Gasmoleküle erzeugen.

Alle diese Untersuchungen zeigten, daß die Lichtquelle, die man zur Erzeugung von Normallinien zu benutzen gedenkt, hinsichtlich aller Betriebsdaten genauestens zu definieren ist. ST. JOHN und BABCOCK[2] schlugen nun einen in atmosphärischer Luft brennenden Eisenbogen von 12 mm Länge vor, aus dessen Mitte ein Stück von nur 1,25 mm Länge ausgeblendet wird und der mit einer maximalen Stromstärke von 5 Ampere betrieben werden soll.

Die Erkenntnis dieser Veränderlichkeit der Wellenlängen hat gezeigt, daß eine Reihe von Normallinien zweiter Ordnung, die auf der Zusammenkunft in Bonn 1913 noch durch eine Liste von Wellenlängen ergänzt worden war, kein restloses Zutrauen verdient. Eines war klar, sollte ein einheitliches und einwandfreies Wellenlängensystem geschaffen werden, so war es dringend notwendig, ganz besonders auch den Lichtquellen, ihren einzelnen Daten und Betriebsbedingungen die größte Aufmerksamkeit zu widmen.

Mit diesen Fragen beschäftigte sich nun in tiefschürfender Weise die „Commission des étalons de longueur d'onde et des tables de spectres solaires" der International Astronomical Union (I. A. U.), die in den Jahren 1922 (Rom), 1925 (Cambridge), 1928 (Leiden) und 1932 (Cambridge, Mass.) getagt hat. Die Beschlüsse und Beratungen dieser Kommission sind niedergelegt in den „Transactions of the International Astronomical Union", von denen zur Zeit vier Bände, 1922/25/28/32, vorliegen.

Überblicken wir noch einmal rückschauend alles, was an intensiver Arbeit seit ÅNGSTRÖM bis zum Jahre 1920 geleistet worden ist, so können wir konstatieren, daß zur Begründung eines abgeschlossenen Wellenlängensystems einwandfreie Methoden zur Bestimmung einer primären Normale geschaffen worden sind und daß die Messung einer solchen mit großer Präzision erfolgt ist. Wir können ferner als Erfolg verbuchen, daß bequeme, einwandfreie Methoden durchgearbeitet wurden, mit denen es ohne die Fehler, die beim Konkavgitter unvermeidlich sind, möglich ist, an die „Normale erster Ordnung" weitere Linien als „Normalen zweiter Ordnung" anzuschließen, in einem so engen Bereich, daß zur Bestimmung von „Normalen dritter Ordnung" das Konkavgitter zur bequemen Interpolation in seine Rechte treten kann. Als unzureichend ist aber anzusehen, daß es trotz aller dieser Möglichkeiten und aller aufgewendeten Arbeit bis zu dem genannten Jahr 1920 nicht gelungen ist, ein restlos einwandfreies Wellenlängensystem mit Hilfe des Eisenspektrums zu schaffen. Erst durch die intensive Zusammenarbeit, die durch die obengenannte Kommission der I. A. U. eingeleitet wurde, ist man in den nächsten Jahren zu diesem Ziel gelangt.

61. Die Arbeiten der Commission des étalons de longueur d'onde et des tables de spectres solaires. Nachdem die Spektroskopiker eine fast 50jährige Erfahrung auf dem Gebiet der Schaffung eines Normalensystems hinter sich hatten, wußte man bei der ersten Zusammenkunft der I. A. U. im Jahre 1922 im wesentlichen Bescheid, welche Bedingungen ein Normalensystem zu erfüllen habe. Drei Fragen sind von wesentlicher Bedeutung: 1. Ist die primäre Normallinie Cd 6438 international anzuerkennen? 2. Welche Lichtquellen sind für ein Normalensystem

[1] Ap. J. 50, S. 23 (1919).
[2] Ap. J. 42, S. 231 (1915); 46, S. 138 (1917).

zweiter Ordnung geeignet? 3 Wahl des Normalensystems zweiter Ordnung und Schaffung von Normalen dritter Ordnung

Die Frage nach der absoluten Wellenlange der primaren Normallinie ist im Grunde genommen fur die Interessen der Spektroskopie, bei der nur Wellenlangen- und Wellenzahlendifferenzen Bedeutung haben, unwesentlich Die absolute Wellenlange geht in der Atomphysik nur in die absolute Normierung der Terme, d h der Energieniveaus des Atoms, ein Hierfur ist aber noch nicht einmal die Genauigkeit notig, die etwa der absoluten Bestimmung ÅNGSTROMS zukommt Vom Standpunkt der Atomphysik aus ware es daher zweckentsprechend, die Wellenlange irgendeiner Spektrallinie willkurlich als Einheit zu wahlen, von dieser Linie ausgehend auf interferometrischem Wege die ubrigen Linien zu bestimmen und nur dort, wo es not tut, von den willkurlichen Einheiten zu den absoluten uberzugehen Das Verhaltnis der willkurlichen zur absoluten Einheit wurde dabei durch besondere Messungen zu ermitteln sein, und dieses Verhaltnis konnte auch je nach dem Stande der Meßtechnik zu verschiedenen Zeiten mit immer großerer Genauigkeit ermittelt werden, ohne daß das Wellenlangen- und Wellenzahlensystem sich in irgendeiner Weise andern mußte Die einzige Forderung, die aufgestellt werden muß, ist die der eindeutigen, in allen Laboratorien leicht moglichen Erzeugung und Reproduktion der als primare Normale gewahlten Wellenlange Mit dieser Uberlegung decken sich auch die Beschlusse der I A U, und es seien kurz die Empfehlungen und Beschlusse hinsichtlich der primaren Normalen aufgefuhrt Im Jahre 1922 wird die primare Normale betreffend folgendes ausgefuhrt Die bemerkenswerte Scharfe der roten Kadmiumlinie, die außerordentliche Genauigkeit, mit der das Meter in dieser Einheit ausgewertet wurde, und die endgultige Definition der internationalen ÅNGSTROM-Einheit durch die International Union for Cooperation in Solar Research in Paris im Jahre 1907 scheinen die primare Standardlinie außer Frage zu stellen Sollte das Internationale Bureau fur Maß und Gewicht eine andere, vielleicht mehr geeignete Wellenlange als Langennormale annehmen, so wurde sich konsequenterweise die Notwendigkeit ergeben, das Verhaltnis zwischen der ÅNGSTROM-Einheit und der neuen Langeneinheit zu bestimmen

Blieb also damit der Zahlenwert der primaren Standardlinie außer Frage, so ergaben doch Erfahrungen beim Anschluß sekundarer Normalen die Notwendigkeit, fur die Lichtquellen, mit der die primare Normale erzeugt wird, genaue Daten zu geben Es erhob sich die Frage, ob man sich streng an die von MICHELSON geschaffene Form einer Kadmiumlampe zu halten habe oder ob man auch, wie es vielfach geschehen war, Quarzvakuum-Kadmiumbogenlampen verwenden durfe

Im Jahre 1925 wurden dann von der I A U folgende Einzelheiten fur die Erzeugung der primaren Wellenlangennormalen provisorisch angenommen

„L'étalon primaire de longueur d'ondes, λ 6438,4696 du cadmium, sera produit par un courant électrique à haute tension dans un tube à vide portant des électrodes intérieures La lampe sera maintenue à une temperature ne dépassant 320° C, et devra donner des différences de marche d'au moins 200000 longueurs d'ondes La valeur efficace du courant d'excitation ne dépassera pas 0,05 ampère À la température de la salle, le tube ne sera pas lumineux quand il sera connecté au circuit habituel à haute tension "

Mit dieser eingehenden Prazisierung der Normallichtquelle stimmt leider die Definition der Internationalen Konferenz fur Maß und Gewicht im Jahre 1927 nicht uberein, bei der offenbar durch Unachtsamkeit auf den Wortlaut des ursprunglichen Vorschlags der I A U von 1925 zuruckgegriffen wurde

Die von der Internationalen Konferenz fur Maß und Gewicht gegebene nahere Beschreibung lautet folgendermaßen

„La lumière doit être produite par un courant électrique à haute tension continu ou alternatif, de fréquence industrielle (à l'exclusion de la haute fréquence), dans un tube à vide ayant des électrodes intérieures La lampe doit avoir un volume ne dépassant pas 25 cm^3 et un tube capillaire dont le diamètre ne soit pas inférieur à 2 mm, elle doit être maintenue à une température voisine de 320°, et la valeur du courant qui la traverse ne doit pas excéder 0,02 ampère À la température ambiante, le tube ne doit pas être lumineux lorsque le circuit à haute tension y est établi“

Der Hauptunterschied der beiden Auffassungen besteht also darin, daß die I A U die Forderung der Moglichkeit, bei einem Mindestgangunterschied von 200000 Wellenlangen noch klare Interferenzen zu haben, als ungenugendes Charakteristikum der Lichtquelle ansieht, wahrend die I K f M u G dies durch die Angabe eines Mindestvolumens der Lampe zu erreichen glaubt Besonders BABCOCK [Trans Internat Astr Union 3, S 237 (1928)] trat fur die von der I A U gegebene Formulierung ein, in der Überzeugung, daß die spektroskopisch klar zum Ausdruck kommende Forderung des Mindestgangunterschieds die Vorschrift von Temperatur, Stromstarke und Volumen der Lampe unnotig mache, die Einschrankung, daß die Lampe bei Zimmertemperatur mit dem verwandten Hochspannungsaggregat nicht angeregt werden kann, halt er dagegen fur nutzlich, da dadurch vermieden wird, daß gasformige Verunreinigungen (Stickstoff- oder Kohlenwasserstoffbanden) durch zu starken Untergrund die Interferenzstreifen storen, wenn etwa nur mit einem Rotfilter die rote Linie ausgeblendet wird

Nach Lage der Dinge ist also die endgultige einheitliche Formulierung noch abzuwarten, ebenso ist noch zukunftigen Beschlussen uberlassen, ob eine „engherzige Festlegung“ der Normallichtquelle notwendig ist, oder ob nicht auch der Kadmium-Vakuumbogen zugelassen werden kann Untersuchungen uber die Zulassigkeit solcher Lichtquellen sind in neuerer Zeit verschiedentlich ausgefuhrt worden So hat JACKSON[1] interferometrische Untersuchungen uber den Ersatz der MICHELSON-Lampe durch den Kadmium-Vakuumbogen angestellt Er kommt zu dem Resultat, daß bei Verwendung reinen Kadmiums die rote Linie der Bogenlampe sich identisch mit der der MICHELSONschen Lampe ergibt bis auf $1/10^7$ oder auf 0,0006 A Schon im Jahre 1926 hatte BROWN[2] geschlossen, daß der Unterschied in der Wellenlange der roten Linie in den beiden Lichtquellen kleiner ist als 0,001 A, was auch mit den Beobachtungen einiger fruherer Forscher ubereinstimmt Diese relativ gute Übereinstimmung der Emission zweier so verschiedener Lichtquellen laßt auch die Differenz in den beiden grundlegenden Definitionen der I A U und I K f M u G nicht so tragisch erscheinen, doch ist zu hoffen, das in Balde eine ubereinstimmende Charakterisierung der primaren Lichtquelle gegeben wird Zu warnen ist nach den Untersuchungen von JACKSON und BURNS vor dem Gebrauch der Quarz-Kadmium-Quecksilberdampflampe JACKSON untersuchte verschiedene Typen, von denen sich aber keine als brauchbar zur Erzeugung von Standardwellenlangen erwies Auch BURNS hatte gefunden, daß Amalgamlampen durchweg zu hohe Werte fur die Wellenlange der roten Kadmiumlinie ergeben

Eine neue Form der Kadmiumlampe wurde von NAGAOKA und SUGIURA[3] beschrieben Bis zu einer Interferometerplattendistanz von 20 cm blieben die

[1] Proc Roy Soc A 133, S 563 (1931) [2] J Opt Soc Am 13, S 183, (1926)
[3] Sc Pap Inst Ph CH Res Tokyo 1929, Nr 191

Interferenzen klar sichtbar, bei weiterer Vergrößerung der Distanz treten periodisch Schwankungen in der Deutlichkeit der Streifen auf, woraus auf eine komplizierte Struktur der Linien geschlossen wird

62 Vergleiche des Meters mit der Standardlinie wurden auch in neuerer Zeit wiederholt So haben WATANABE und IMAIZUMI[1] eine Präzisionsmessung durchgeführt, die in außerordentlich guter Übereinstimmung mit den früheren Werten ist Daraus würde folgen, daß auch nach 30 Jahren keine Änderung des Meterprototyps festzustellen war Auch im National Physical Laboratory in Teddington (England) wurden mit einem neuen Wellenlängenkomparator Neumessungen der Meterlänge in Einheiten der roten mit der MICHELSON-Lampe erzeugten Kadmiumlinie vorgenommen, und zwar in Luft wie auch im Vakuum Das vorläufige Ergebnis ist folgendes

Versuchsbedingungen	Anzahl Wellenlängen auf 1 Meter	Wellenlänge
Normalluft (trockene Luft bei 15° C und 760 mm Hg mit 0,03% Kohlensäure)	1 553 163 69	0,6438 4714 10^{-6} m
Vakuum	1 552 734 44	0,6440 2513 10^{-6} m

Die Übereinstimmung mit dem zur Zeit gültigen internationalen Wert liegt nicht mehr innerhalb der von FABRY und BUISSON angenommenen Fehlergrenze Eine Kontrolle der Messungen ergibt sich aus dem Brechungsindex, der aus der Luft- und Vakuummessung folgt Es ergibt sich $n = 1{,}00027645$, während von anderen Beobachtern gefunden wird

PÉRARD	1,0002764 13
MEGGERS und PETERS	1,000275814
STOLL	1,000275894

Ein Urteil über die erreichte Genauigkeit läßt sich aus dem Vergleich mit bisherigen Resultaten über den Brechungsindex nicht geben, der Wert von PÉRARD erscheint, verglichen mit den übrigen Werten, als unbedingt zu hoch Außer diesen Messungen sind im Zusammenhang mit der Frage nach einer geeigneten primären Normalen auch Versuche der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt zu Charlottenburg zu erwähnen, die KOSTERS und seine Mitarbeiter[2] ausgeführt haben Hier werden besonders die scharfen Linien von Krypton herangezogen, die bis zu besonders hohen Gangunterschieden noch Interferenzen geben

63 Normallinien zweiter Ordnung Wie wir schon oben bei der kurzen Übersicht gesehen haben, ist der erste Plan, ein System von Normallinien zweiter Ordnung mit Hilfe von Eisenlinien zu schaffen, daran gescheitert, daß die verschiedenen Beobachter zu Werten kamen, die weit außerhalb der Genauigkeitsgrenze der einzelnen Meßreihen lagen Der Grund wurde in der Lichtquelle selbst erkannt, der Poleffekt trat störend in Wirksamkeit (s Ziff 60) Aus diesem Grunde wurde schon im Jahre 1915 der zuerst von PFUND[3] beschriebene „PFUND-Bogen" als Normaleisenlichtquelle vorgeschlagen, und die I A U hat im Jahre 1922 folgenden Beschluß gefaßt Das Eisenspektrum soll mit einem PFUND-Bogen erzeugt werden, der mit einem Strom von 210 bis 250 Volt Spannung und einer Stromstärke von 5 oder weniger Ampere betrieben werden soll, der Bogen soll eine Länge von 12 bis 15 mm haben, die Beobachtung soll senkrecht

[1] Proc Imp Ac Japan 4, S 350 (1928)
[2] W KÖSTERS, P LAMPE und A P WEBER, Phys ZS 29, S 233 (1928)
[3] Ap J 27, S 297 (1908)

zur Achse des Bogens erfolgen und eine Zentralzone von maximal 1 bis 1,5 mm Ausdehnung umfassen Den oberen (negativen) Pol soll ein Eisenstab von 6 bis 7 mm bilden, der untere (positive) Pol soll eine Peile von Eisenoxyd tragen

Außer den Eisenlinien waren aber auch andere geeignete, leicht zu erzeugende Linien als Normalen zweiter Ordnung bestimmt und angenommen worden Besonders im Orange und Rot des Spektrums war dies wegen der Linienarmut des Eisenbogens erwunscht Hier boten sich ganz besonders die Neon- und Argonlinien dar (vgl Ziff 65 und 67)

64 Die sekundaren Normalen des Eisenbogenspektrums Auf die einzelnen Etappen, Verhandlungen und Vorschlage der Kommission der I A U braucht hier wohl nicht im einzelnen eingegangen zu werden Seit der Versammlung im Jahre 1928 liegt ein Verzeichnis einer großen Zahl sekundarer Eisennormallinien vor, die sich durch viele einzelne Untersuchungen als geeignet fur diesen Zweck erwiesen haben Die Wellenlangen dieser endgultig angenommenen Werte unterscheiden sich von den ursprunglichen Vorschlagen von 1922 im Betrage von wenigen Tausendstel, wie aus Tabelle 2 hervorgeht In Tabelle 3 sind die endgultig angenommenen Wellenlangen mit Intensitatsangabe und neuerer Charakterisierung zusammengestellt[1]

Tabelle 2 Reduktion der auf das Normalensystem von 1922 [Trans I A U 1, S 41 (1922)] bezogenen Wellenlängen auf das Normalensystem von 1928

Wellenlangenbereich	Korrektion fur λ_{1922}	Wellenlangenbereich	Korrektion fur λ_{1928}
bis 4000 A	−0,001 A	6125 bis 6290	−0,006
4000 bis 5600	−0,002	6290 „ 6455	0,007
5600 „ 5780	−0,003	6455 „ 6630	−0,008
5780 „ 5960	−0,004	6630 „ 6790	−0,009
5960 „ 6125	−0,005		

Die einzelnen Bezeichnungen bedeuten folgendes Die Intensitatswerte sind Relativwerte, schwachste Linien mit 1, starkste mit 10 bezeichnet Die Buchstaben r und R, die als Zusatz bei den Intensitaten angefugt sind, bezeichnen enge bzw weite Umkehrung und sind den Beobachtungen von BURNS entnommen In der dritten Kolumne bezeichnen die Buchstaben a, b, c, d die Zugehorigkeit der Linien zu einer der von GALE und ADAMS[2] angegebenen vier Gruppen (vgl Ziff 60)

65 Sekundare Normallinien des Neon- und Kryptonspektrums Wie schon am Ende der vorigen Ziffer erwahnt wurde, war es wunschenswert, besonders im Orange und Rot wegen der Linienarmut des Eisenspektrums Linien anderer geeigneter Elemente als sekundare Normalen zu bestimmen Als besonders geeignet erscheinen fur diesen Zweck Neon und Argon

Die Neonlinien waren zur Zeit der Versammlung der I A U 1922 schon von mehreren Beobachtern mit guter Übereinstimmung gemessen worden, und so wurde 1922 eine Reihe von Neonlinien als sekundare Normalen bestimmt und 1925 durch Hinzufugung einiger Linien vermehrt Besondere Bedingungen fur

[1] Die Anordnung der Tabelle ist in einer Hinsicht von der bei den Spektroskopikern sonst ublichen verschieden, insofern die Linien von kleinen nach großen Wellenlängen aufeinanderfolgen, wahrend der Spektroskopiker die Anordnung mit wachsenden Wellenzahlen, die ja die Hauptrolle bei theoretischen Arbeiten spielen, vorzieht Falls die Wellenlängenmessung selbst im Vordergrund steht, wie es bei diesen Normallinientafeln der Fall ist, erscheint die in der Tabelle gegebene Anordnung allerdings zweckmäßig, immerhin ware eine einheitliche Handhabung sehr zu begrußen

[2] Ap J 35, S 10 (1912), ST JOHN u L W WARE, ebenda 36, S 14 (1912), 37, S 391 (1913), 39, S 5 (1913), H D BABCOCK, Phys Rev (2) 30, S 366 (1927), A S KING, Ap J 35, S 183, (1912)

Tabelle 3 Eisen-Normallinien zweiter Ordnung (1928)

λ I A	Int	Gruppe	λ I A	Int	Gruppe	λ I A	Int	Gruppe
3370,787	6		3824 444	6R	a	4147,673	4	b
3401,522	4	b	3825,884	8R	b	4156,803	4	b
3465,863	6R	a	3827,825	6R	b	4170 906	2	b
3476,705	5r	a	3834,225	7R	b	4175,640	4	b
3497,844	5r	a	3839,259	5	a?	4184,895	4	b
3513,820	5	b	3840,439	6R	b	4202,031	7r	b
3521,264	5r	b	3841,051	6R	b	4203,987	3	b
3558,518	5r	b	3843,259	5	b	4213,650	2	b
3565,381	6R	b	3846,803	5	b?	4216,186	4	a
3576,760	4		3849,969	5	b	4219,364	5	b
3581,195	8R	b	3850,820	5	b	4250,790	8	b
3584,663	5		3856,373	6R	a	4260,479	10	d
3585,320	6r	b	3859,913	7R	a	4267,830	2	b
3586,114	5		3865,526	6R	b	4271,764	8r	b
3589,107	4	b	3867,219	3	b	4282,406	6	a
3608,861	6R	b	3872,504	6r	b	4285,445	2	b
3617,788	6	b	3873,763	4	b	4294,128	6	b
3618,769	6R	b	3878,021	6r	b	4298,040	2	
3621,463	6		3878,575	6R	a	4305,455	2	b
3631,464	6R	b	3886,284	7R	a	4307,906	8r	b
3647,844	6R	b	3887,051	6r	b	4315,087	5	a
3649,508	6		3888,517	7	b	4325,765	9r	b
3651,469	6	b	3895,658	5r	a	4337,049	5	b
3669,523	6	b	3899,709	6r	a	4352,737	4	a
3670,314	6	b	3902,948	7r	b	4358,505	2	b
3677,630	6		3906,482	5r	a	4369,774	3	b
3679,915	5r	a	3907,937	3	b	4375,932	5	a
3687,458	6R	b	3917,185	5	b	4383,547	10R	b
3695,054	3	b	3920,260	6r	a	4390,954	3	b
3704,463	5	b	3922,914	6R	a	4404,752	8r	b
3705,567	6R	a	3927,922	6r	a	4408,419	4	b
3719,935	8R	a	3930,299	7R	a	4415,125	8r	b
3722,564	6R	a	3935,815	4	b	4422,570	4	b
3724,380	6	b?	3940,882	4	b	4427,312	5	a
3727,621	6R	b	3942,443	3	b	4430,618	4	b
3732,399	6	b	3948,779	4	b	4442,343	5	b
3733,319	6R	a	3956,681	4	b	4443,197	3	b
3734,867	9R	b	3966,066	7	b	4447,722	5	b
3737,133	7R	a	3967,423	4	b	4454,383	3	b
3738,308	4	b	3969,261	7r	b	4459,121	5	b
3748,264	6R	a	4005,246	7	b	4461,654	4	a
3749,487	8R	b	4014,534	4	b	4466,554	5	b
3758,235	7R	b	4045,815	8R	b	4489,741	3	a
3760,052	5	b	4063,597	8R	b	4494,568	5	b
3763,790	6R	b	4066,979	4	b	4517,530	2	d?
3765,542	6	b	4067,275	3	b	4528,619	7	b
3767,194	6R	b	4071,740	7R	b	4531,152	5	b
3787,883	6R	b	4107,492	5	b	4547,851	3	b
3790,095	4	b	4114,449	4	b	4592,655	4	b
3795,004	6r	b	4118,549	6	b	4602,944	4	b
3797,517	5	b	4121,806	2	b	4647,437	4	b
3798,513	6r	b	4127,612	4	b	4667,459	4	b?
3799,549	6r	b	4132,060	7	b	4678,852	5	b?
3805,345	6	b	4134,681	5	b	4691,414	4	b?
3815,842	7R	b	4143,871	7	b	4707,281	5	d

Tabelle 3 (Fortsetzung).

λ I. A.	Int	Gruppe	λ I. A.	Int	Gruppe	λ I. A.	Int	Gruppe
4710,286	3	b	5167,491	8	a	5586,763	6	d
4733,596	3	b	5168,901	3	a	5615,652	6	d
4741,533	3	b	5171,599	7	a	5624,549	5	d
4745,806	3	b	5198,714	4	b	5658,826	4	d
4772,817	3	b	5202,339	5	b	5662,525	3	d
4786,810	3	b	5216,278	5	a	6027,057	2	b
4789,654	3	b	5227,192	8	a	6065,487	4	b
4859,748	5	d	5242,495	3	a?	6136,620	4	b
4878,218	5	d	5250,650	3	b	6137,696	4	b
4903,317	5	d	5270,360	8	a	6191,562	5	b
4918,999	8	d	5307,365	2	a	6230,728	5	b
4924,776	3	b	5328,534	4	a	6252,561	4	b
4939,690	3	a	5341,026	5	a	6265,140	3	b
4966,096	5	d	5371,493	7	a	6318,022	4	b
4994,133	3	a	5397,131	6	a	6335,335	4	b
5001,871	5	d	5405,778	6	a	6393,605	5	b
5012,071	4	a	5429,699	6	a	6421,355	4	b
5041,759	4	a	5434,527	6	a	6430,851	5	b
5049,825	5	b	5446,920	6	a	6494,985	5	b
5051,636	4	a	5455,613	6	a	6546,245	5	b
5083,342	4	a	5497,519	4	a	6592,919	5	b
5110,414	4	a	5501,469	4	a	6663,446	4	b
5123,723	4	a	5506,782	4	a	6677,993	5	b
5127,363	3	a	5569,625	5	d			
5150,843	4	a	5572,849	5	d			

die Erzeugung dieser Linien wurden nicht gegeben. Es hätte einer gewissen Vorsicht entsprochen, wenn die Interferenzfähigkeit der Linien vorgeschrieben worden wäre. Durch große Stromdichte, lange Schichtdicke und hohe Temperatur können auch diese Neonlinien eine relativ große Breite erhalten, ebenso ist die Selbstumkehr, die bei diesen Linien leicht auftritt, unter Umständen ebenfalls störend. Die Linie 6402 A, bei der dies relativ am leichtesten auftritt, ist allerdings von vornherein nicht in die Liste der sekundären Normalen aufgenommen worden.

Die im Rot und Beginn des Ultrarot liegenden Argonlinien, die ebenfalls sehr günstig waren, wurden bisher noch nicht zur Wahl als sekundäre Normalen vorgeschlagen, die einzelnen Meßreihen der verschiedenen Beobachter zeigen auch noch zu große Abweichungen, als daß sich dies rechtfertigen ließe.

Tabelle 4. Neonnormalen (unverändert seit 1922).

5852,488	6074,337	6266,495	6532,882	7032,412
5881,896	6096,163	6304,789	6598,953	7173,938
5944,834	6143,062	6334,428	6678,276	7245,165
5975,534	6163,594	6382,991	6717,042	7535,785
6029,998	6217,280	6506,528	6929,466	

Dagegen wurden die im Wellenlängengebiet 4273 bis 4502 A liegenden, durch große Schärfe ausgezeichneten Linien des Kryptonspektrums von der I. A. U. im Jahre 1932 als sekundäre Normalen angenommen.

In den Tabellen 4 und 5 sind die Neon- und Kryptonnormalen zusammengestellt. Für die letztgenannten wurden außer den international angenommenen Wellenlängen die Messungen von drei Beobachtern angeführt, um die gute Übereinstimmung vor Augen zu führen.

66 Normallinien im Sonnenspektrum Fur die Astrophysik ist außer den bisher behandelten Lichtquellen ganz besonders auch das Sonnenspektrum von wesentlicher Bedeutung, und deshalb sah es die I A U auch als ihre Aufgabe an, ein Normalliniensystem im Sonnenspektrum zu schaffen Mit dieser Aufgabe wurde schon 1925 begonnen, wobei sich auch ganz besonders das Mt Wilson-Observatorium beteiligt hat Unter Zugrundelegung der sekundaren Standardlinien von 1922 wurden eine Reihe von geeigneten Sonnenlinien festgelegt und relativ zu diesen noch andere Sonnenlinien bestimmt Durch Entwurf einer Korrektionstabelle fur die Wellenlangenunterschiede der ursprunglichen ROWLANDschen Werte war es moglich, diese ausgedehnten, schon vorliegenden Messungen zu verwerten Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist niedergelegt in der wertvollen umfangreichen Veroffentlichung der Carnegie Institution of Washington vom Jahre 1928 „Revision of Rowlands Preliminary Tables of Solar Spectrum Wave-Lengths (Mitarbeiter CH E ST JOHN, CH E MOORE, L M WARE, E F ADAMS, H D BABCOCK)

Die Veroffentlichung von ROWLANDS P T begann im Jahre 1895 Wir haben schon in der geschichtlichen Übersicht das fur die Entwicklung der Spektroskopie und der Physik der Sonne so eminent wichtige Werk naher besprochen und gesehen, weshalb die Wellenlangenwerte des ROWLANDschen Systems nicht als Normalwerte beibehalten werden konnten Nachdem nun im Jahre 1907 das auf den Wert der roten Kadmiumlinie gegrundete internationale Wellenlangensystem festgelegt war, erschien eine Revision des großen Standardwerkes als wichtige Aufgabe der Heliophysiker In der eben erwahnten Revision des Mt Wilson-Observatoriums ist diese Aufgabe restlos durchgefuhrt Die Resultate fußen auf zwei unabhangigen Meßreihen In jeder wurde eine große Zahl von Linien, die sich hinsichtlich Lage und Ungestortheit fur Normallinien eignen, ausgemessen Ein 30- bzw 75-Fuß-Spektrograph in Verbindung mit dem 60- bzw 150-Fuß-Turmteleskop dienten der Untersuchung, wobei der PFUND-Bogen gleichzeitig mit dem von der Mitte der Sonnenscheibe emittierten Licht aufgenommen wurde In einer zweiten unabhangigen Serie wurde das Sonnenspektrum mit dem Interferometer gemessen Beide Serien wurden fur die Bewegung der Erde korrigiert und zeigten nur kleine Abweichungen, die nur in wenigen Fallen 0,002 A uberschritten Mit Hilfe dieser als Normalen dienenden Linien wurde dann eine viel großere Zahl durch Interpolation von Spektrogrammen großer Dispersion bestimmt, so daß es mit ihrer Hilfe moglich war, eine Korrektionskurve fur die Wellenlangenunterschiede $\Delta\lambda = \lambda_{\text{Rowl}} - \lambda_{\text{I A}}$ in Funktion der Wellenlange zu entwerfen Die Abb 24 gibt ein stark verkleinertes Bild dieser Kurve Der tatsachlich fur die Korrektion verwendete Linienzug war im Original 4,5 m lang, und fur den Ordinatenmaßstab war 0,001 A = 2,5 mm Auch aus der verkleinerten Reproduktion geht hervor, wie unregelmaßig die Korrektion $\Delta\lambda$ mit der Wellenlange verlauft In dieser Unregelmaßigkeit kommt zum Ausdruck, daß das ROWLANDsche Wellenlangensystem eben nicht so in sich zusammenhangend ist, wie ROWLAND selbst angenommen hat Mit Hilfe dieser

Tabelle 5 Kryptonnormalen (1932)

λ I A	JACKSON[1]	HUMPHREYS[2]	MEGGERS[3]
4273,9702	,9702	,9705	,9696
4282,9688	,9689	,9686	,967
4318,5522	,5522	,5523	,552
4319,5800	,5801	,5798	,580
4362,6425	,6425	,6429	,6422
4376,1220	,1221	,1217	,122
4399,9674	,9673	,9675	,969
4453,9179	,9179	,9183	,9174
4463,6903	,6906	,6897	,690
4502,3546	,3548	,3546	,354

[1] (Noch nicht publiziert) Trans I A U 4, S 75 (1932)

[2] J Res Bur Stand 3 Res Pap Nr 245, S 1041 (1930)

[3] Sc Pap Bur of Stand 1921, Nr 414

Korrektion konnten nun alle ROWLANDschen Wellenlangen verwertet werden, was insbesondere fur die Zuordnung zu den Linien der Elemente von großer Wichtigkeit war

Die revidierte Tafel geht in vielen Beziehungen weit uber die ROWLANDschen Tafeln hinaus Erstens ist der beobachtete Wellenlangenbereich erheblich großer, wahrend ROWLANDS Tafel mit der Wellenlange 7330 abschließt, wird hier in einer besonderen Tafel (Table III, S 206) eine Vermessung des Sonnenspektrums von λ 7333 und λ 10218 A gegeben In der Tafel selbst werden außer der Wellenlange, Intensitat und Elementzugehorigkeit auch Aussagen uber das Auftreten der betreffenden Linien im Sonnenfleckenspektrum gemacht Ferner ist bei jeder Linie, soweit bekannt, Temperatur- und Druckklasse und außerdem

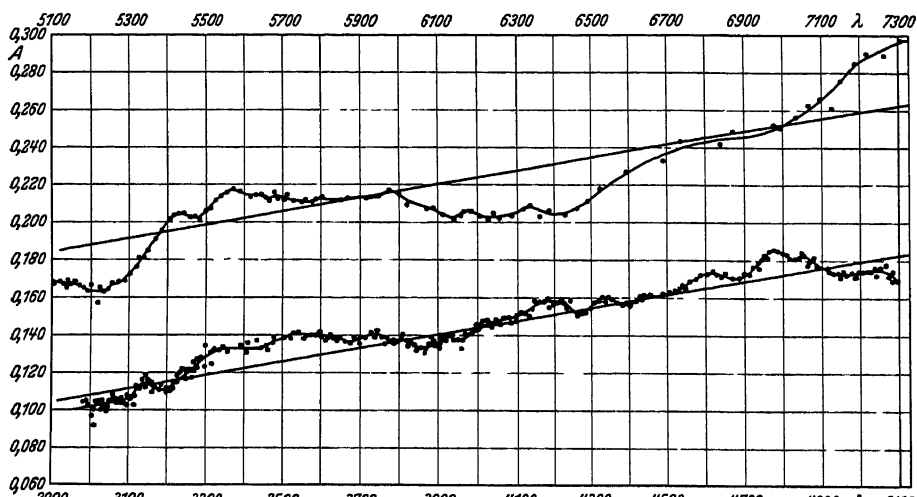



Abb 24 Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda = \lambda_{\mathrm{Rowl}} - \lambda_{\mathrm{I,A}}$ in Funktion der Wellenlänge

das Anregungspotential angegeben. Fur die Druckklassifikation sind funf Gruppen a bis e vorhanden und nach den Ergebnissen von GALE und ADAMS, ST JOHN und WARE, BABCOCK und ferner KING angefuhrt[1] Die Temperaturklassifikation erfolgt ebenfalls nach den funf Klassen I bis V nach KING Außer der Haupttabelle und der schon obenerwahnten Tabelle werden in einer Tabelle Zusatze und Verbesserungen gebracht, eine weitere Tabelle stellt die starksten, noch nicht identifizierten Sonnenlinien zusammen, eine vierte Tabelle enthalt die normalerweise in der Chromosphare allein vorhandenen Linien, und Tabelle 5 enthalt eine Zusammenstellung der Koronalinien In Tabelle 6 endlich sind die Termbezeichnungen fur die Anregungspotentiale zusammengestellt Dieses Tabellenwerk stellt eines der hervorragendsten Werke der Spektroskopie und der astrophysikalischen Literatur dar

Was die Wellenlangenwerte anbelangt, so sind nicht unerhebliche Korrektionen anzubringen Der „Revision" liegt das Standardsystem vom Jahre 1922 zugrunde, das aber 1928 revidiert wurde (vgl Ziff 64) Um Übereinstimmung mit den jetzt geltenden Werten zu erhalten, sind also die schon in Tabelle 2 angegebenen Korrektionen zu berucksichtigen

Eine Liste international angenommener Sonnennormalen ist in Tabelle 6 zusammengestellt

[1] A H PFUND, Ap J 27, S 297 (1908)

Tabelle 6. Sonnennormalen zweiter Ordnung[1]

λ I A	El	Int	λ I A	El	Int	λ I A	El	Int
3592,027	V+	2	4208,608	Fe	3	4630,128	Fe	4
3635,469	TiFe	4	4220,347	Fe	3	4635,853	Fe	2
3650,538		2	4233,612	Fe	6	4637,510	Fe	5
3672,712	Fe−	3	4241,123	Fe−	2	4638,017	Fe	4
3695,056	Fe	5	4246,837	Sc+	5	4643,470	Fe	4
3710,292	Y+	3	4257,661	Mn	2	4647,442	Fe	4
3725,496	Fe	3	4266,968	Fe	3	4656,474	Ti	3
3741,065	Ti	4	4276,680	Fe	2	4664,794	—CrNa?	3
3752,418	Fe	3	4282,412	Fe	5	4678,172		3 *N*
3760,537	Fe	4	4291,472	Fe	2	4678,854	Fe	6
3769,994	Fe	4	4318,659	CaTi	4	4683,567	Fe	3
3781,190	Fe	3	4331,651	Ni	2	4690,144	—Fe	4
3793,876	CrFe	2	4337,925	Ti+	4	4700,162		4
3804,015	Fe	3	4348,947	Fe	2	4704,954	Fe	4
3821,187	Fe	4	4365,904	Fe	2	4720,999	Fe	2
3836,090	Ti+	2	4389,253	Fe	2	4728,552	Fe	4
3843,264	Fe	4	4398,020	Y+	1	4733,598	Fe	4
3897,458	Fe	2	4416,828	Fe+	2	4735,848	Fe	3
3906,752	FeV	4	4425,444	Ca	4	4736,783	Fe	6
3916,737	Fe	5	4430,622	Fe	3	4741,535	Fe	3
3937,336	Fe	3	4439,888	Fe	1	4745,807	Fe	4
3949,959	Fe	5	4451,588	Mn	3	4772,823	Fe	4
3953,861	Fe	3	4454,388	Fe	3	4788,765	Fe	3
3960,284	Fe	4	4459,755	Cr—V	1	4789,658	Fe	3
3963,691	Cr	3	4470,485	Ni	2	4802,887	Fe	2
3977,747	Fe	6	4481,616	Fe	1	4824,143	Cr+—Fe	3
3991,121	Cr - Zr+	3	4502,221	Mn	2	4832,719	Ni—Fe	3
4003,769	FeCe+—Ti	3	4508,289	Fe+	4	4839,551	Fe	3
4016,423	Fe	2	4512,741	Ti	3	4939,694	Fe	3
4029,642	Fe Zr+	5	4517,534	Fe	3	4983,260	Fe	3
4030,190	Fe	2	4525,146	Fe	5	4994,138	Fe	3
4037,121		2	4531,631	Fe	2	5002,798	Fe	2
4053,824	Ti+Fe	3	4534,785	Ti	4	5014,951	Fe	3
4062,447	Fe	5	4541,523	CrFe+	2	5028,133	Fe	2
4073,767	FeCe+	4	4547,853	Fe	3	5079,745	Fe	4
4079,843	Fe	3	4548,770	Ti	2	5090,782	Fe	5
4082,943	MnV	4	4550,773	Fe	2	5109,657	Fe	2
4091,557	Fe	3	4563,766	Ti+	4	5150,852	Fe	4
4094,938	Ca	4	4571,102	Mg	5	5159,065	Fe	2
4107,492	Fe	5	4571,982	Ti+	6	5198,718	Fe	3
4120,212	Fe	4	4576,339	Fe+	2	5225,534	Fe	2
4136,527	Fe	4	4578,559	Ca	3	5242,500	Fe	2
4139,936	Fe	6	4587,134	Fe	2	5253,468	Fe	2
4154,814	Fe	4	4589,953	Ti+	3	5273,389	Fe—Nd+	2
4163,654	Ti+Cr- Fe	4	4598,125	Fe	3	5288,533	Fe	2
4168,620	Fe	2	4602,008	Fe	3	5300,751	Cr	2
4178,859	Fe+	3	4602,949	Fe	6	5307,369	Fe	3
4184,900	Fe, Cr	4	4607,654	Fe	4	5322,049	Fe	3
4191,683	Fe	3	4617,276	Ti	3	5332,908	Fe	4
4198,638	V—Fe	3	4625,052	Fe	5	5348,326	Cr	4

[1] Die Intensitätsangabe wurde ROWLANDs Prel. Table entnommen. Die zweite Kolumne schließt sich an die „Revision of Rowl. Prel. Tab." des Mt. Wilson-Observatoriums an. — Die Wellenlängen dieser Tabelle stimmen nicht mit denen der „Revision" überein, da dieser die Standardlinien von 1922 zugrunde lagen. Die betreffenden Korrektionen sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Tabelle 6 (Fortsetzung)

λ I A	El	Int	λ I A	El	Int	λ I A	El	Int
5365,407	Fe	3	6003,022	Fe	6	6240,653	Fe	3
5379,581	Fe	3	6008,566	Fe	6	6244,476		2
5389,486	Fe	3	6013,497	Mn	6	6245,620	Sc+	1
5398,287	Fe	3	6016,647	Mn	6	6246,327	Fe	8
5409,799	Cr	4	6024,068	Fe	7	6247,562	Fe+	2
5415,210	Fe	5	6027,059	Fe	4	6252,565	Fe	7
5432,955	Fe	2	6042,104	Fe	3	6254,253	Fe	5
5445,053	Fe	4	6065,494	Fe	7	6256,367	Fe Ni	6
5462,970	Fe	3	6078,499	Fe	5	6258,110	Ti	2
5473,910	Fe	3	6079,016	Fe	2	6258,713	Ti	3
5487,755	Fe	3	6082,718	Fe	1	6265,141	Fe	5
5501,477	Fe	5	6085,257	Ti—Fe	2	6270,231	Fe	3
5512,989	Ca	4	6086,288	Ni	1	6279,101	Atm O	3
5525,552	Fe	2	6089,574	Fe	1	6279,896	Atm O	2
5534,848	Fe+	2	6090,216	V	2	6280,393	Atm O	2
5546,514	Fe	2	6093,649	Fe	3	6280,622	Fe	3
5590,126	Ca	3	6096,671	Fe	3	6281,178	Atm O	1
5601,286	Ca	3	6102,183	Fe	6	6281,956	Atm O	2
5624,558	Fe	4	6102,727	Ca	9	6283,796	Atm O	1
5641,448	Fe	2	6111,078	Ni	2	6289,398	Atm O	1
5655,500	Fe	2	6116,198	Ni	4	6290,221	Atm O	2
5667,524	Fe	2	6122,226	Ca	10	6292,162	Atm O	2
5679,032	Fe	3	6127,912	Fe	3	6292,958	Atm O	3
5690,433	Si	3	6128,984	Ni	1	6295,178	Atm O	3
5701,557	Fe	4	6136,624	Fe	8	6295,960	Atm O	3
5731,772	Fe	4	6137,002	Fe	3	6297,799	Fe	5
5741,856	Fe	2	6137,702	Fe	7	6299,228	Atm O	3
5752,042	Fe	4	6141,727	Ba+—Fe	7	6301,508	Fe	7
5760,841	Ni	2	6145,020		2	6302,499	Fe	5
5805,226	Ni	4	6149,249	Fe+	2	6302,764	Atm O	2
5809,224	Fe	4	6151,623	Fe	4	6305,810	Atm O	2
5816,380	Fe	5	6154,230	Na	2	6306,565	Atm O	2
5853,688	Ba+	5	6157,733	Fe	5	6309,886	Atm O	2
5857,459	Ca	8	6161,295	Ca	4	6315,314	Fe	2
5859,596	Fe	5	6162,180	Ca	15	6315,814	Fe	1
5862,368	Fe	6	6165,363	Fe	3	6318,027	Fe	6
5866,461	Ti	3	6166,440	Ca	5	6322,694	Fe	4
5867,572	Ca	2	6169,564	Ca	7	6327,604	Ni	2
5892,883	Ni	4	6170,516	Fe—Ni	6	6330,852	Fe	2
5898,166	Atm *wv*	4	6173,341	Fe	5	6335,337	Fe	6
5905,680	Fe	4	6175,370	Ni	3	6336,830	Fe	7
5916,257	Fe	3	6176,816	Ni	5	6344,155	Fe	4
5919,054	Atm *wv*	5	6180,209	Fe	5	6355,035	Fe	4
5919,644	Atm *wv*	7	6186,717	Ni	2	6358,687	Fe	6
5927,797	Fe		6187,995	Fe	4	6378,256	Ni	2
5930,191	Fe	6	6191,571	Fe	9	6380,750	Fe	4
5932,092	Atm *wv*	5	6200,321	Fe	6	6393,612	Fe	7
5934,665	Fe	5	6213,437	Fe	6	6400,009	Fe	8
5946,006	Atm *wv*	3	6215,149	Fe	5	6400,323	Fe	2
5952,726	Fe	4	6216,358	V	1	6408,026	Fe	5
5956,706	Fe	4	6219,287	Fe	6	6411,658	Fe	7
5975,353	Fe	3	6226,740	Fe	1	6419,956	Fe	4
5976,787	Fe	4	6229,232	Fe	1	6421,360	Fe	7
5983,688	Fe	5	6230,736	Fe—V	8	6430,856	Fe	5
5984,826	Fe	6	6232,648	Fe	3	6449,820	Ca	6

Tabelle 6 (Fortsetzung)

λ I A	El	Int	λ I A	El	Int	λ I A	El	Int
6455,605	Ca	2	6677,997	Fe	5	6986,579	Atm *wv*	3*N*
6456,391	Fe+	3	6717,687	Ca	5	6988,986	Atm *wv*	3
6471,668	Ca	5	6810,267	Fe	3	7022,957	Fe	2
6475,632	Fe	2	6858,155	Fe	2	7023,504	Atm *wv*	2
6482,809	Ni	1	6870,946	Atm O	8	7027,478	Atm *wv*	2
6493,788	Ca	6	6879,928	Atm O	6	7034,910	—Fe	2*N*
6494,994	Fe	8	6918,122	Atm O	9	7122,206	Ni	4
6498,945	Fe	1	6919,002	Atm O	9			
6499,654	Ca	4	6923,302	Atm O	9			
6516,083	Fe+	2	6924,172	Atm O	9			
6518,373	Fe	2	6928,728	Atm O	4			
6569,224	Fe	5	6934,422	Atm O	2			
6592,926	Fe	6	6959,452	Atm *wv*	3			
6609,118	Fe	3	6961,260	Atm *wv*	4			
6643,638	Ni	5	6978,862	Fe	2			

67 Normalen zweiter Ordnung für das kurz- und das langwellige Gebiet (unter 3370 und über 6750 A) sind mangels genügend zahlreicher Einzelmessungen noch nicht international angenommen worden Es sind aber schon so umfangreiche Vorarbeiten durchgeführt worden, daß mit einer endgültigen Festlegung geeigneter Normalen auch in diesen Spektralgebieten für die allernächste Zeit zu rechnen sein dürfte

Im ultravioletten Gebiet existieren vorzügliche Messungen von BURNS und WALTERS sowie C V JACKSON, die in dem Spektralintervall 2327 bis 3356 A zum Teil gute Übereinstimmung zeigen, aber nicht in dem Maße, wie man es von Normalen zweiter Ordnung erwarten kann Eine noch weiter in das Ultraviolett reichende Meßreihe an einem Vakuum-Eisenbogen geht auf BURNS und WALTERS zurück und reicht bis zu 2157 A

Der Vakuumbogen hat gegenüber dem gewöhnlichen Luftbogen mannigfache Vorteile, die ihn für eine Standardlichtquelle vorteilhaft erscheinen lassen Er gibt schärfere Linien und weniger Selbstumkehr und ist weitgehend frei von Druckverschiebungen und Poleffekt Vom astrophysikalischen Standpunkt ist seine Anwendung auch deshalb empfehlenswert, weil seine Bedingungen mehr denen des Sonnenspektrums entsprechen Für das äußerste Ultraviolett kommt nur der Vakuumbogen in Betracht, und so wäre es nur konsequent, wenn diese Lichtquelle für das ganze Spektralgebiet als Normallichtquelle adoptiert würde Diese Bemerkung hat auch Gültigkeit für die Lichtbogen mit anderen Metallen Für die Messungen im langwelligen Rot und Beginn des Ultrarot liegen ebenfalls noch keine genügend umfangreiche Meßreihen an Laboratoriumslichtquellen vor. In diesem Spektralgebiet ist ganz besonders auch der Umstand störend, daß die einzelnen Spektren im allgemeinen wenig linienreich sind, so daß es schwer ist, Normalen im vorgesehenen Abstand von 50 A zu schaffen Es wird hier aller Wahrscheinlichkeit nach ein Normalensystem nur durch Verwendung verschiedener Lichtquellen aufgestellt werden können. Wie im Orange und kurzwelligen Rot das Neonspektrum ausgezeichnet als Normalspektrum geeignet ist, so wird in dem Gebiet von 6965 A bis 9212 A das Argonspektrum eine Reihe allerdings nicht dicht genug liegender Linien liefern können Die beiden vorliegenden Meßreihen von MEISSNER[1] und von MEGGERS[2] zeigen schon eine sehr gute Übereinstimmung, und es ist bei dem heutigen Stand der Ultrarotphotographie kein Problem mehr,

[1] Ann d Phys 51, S 95 (1916)
[2] Sc Pap Bur of Stand 17, S 193 (1921), Phys Rev (2) 18, S. 160 (1921).

diese Messungen mit der gleichen Genauigkeit auszufuhren, wie es bei Neon moglich war

Fur das Sonnenspektrum liegen die Verhaltnisse etwas gunstiger Hier liegen schon interferometrische Messungen von atmospharischen und Sonnenlinien bis zur Wellenlange 9000 A vor [BABCOCK, Ap J 53, S 140 (1927)] und daruber hinaus noch weniger genaue Messungen bis etwa 11200 A Eine Tabelle dieser vorubergehend als Normalen dienenden Linien findet man in den Trans Internat Astr Union 4, S 83 (1932) Fur die endgultige Annahme als Normal-Sonnenlinien sind aber noch Kontrollmessungen unumganglich notwendig

68 Normalen dritter Ordnung oder tertiare Normalen werden die Linien genannt, deren Wellenlange durch Interpolation zwischen Normalen zweiter Ordnung mit Gittern oder andern Spektralapparaten gewonnen worden sind Als tertiare Normalen sind also auch solche Wellenlangen anzusprechen, die zwar mit interferometrischen Methoden bestimmt, aber an sekundare Normalen angeschlossen wurden Ganz besonders wird man hierzu auch solche interferometrische Messungen zu rechnen haben, bei denen die Korrektion fur den Phasensprung (s Ziff 51) mit Hilfe bekannter Normallinien gewonnen wurde

Man kann daruber im Zweifel sein, ob es fur die exakte Wellenlangenmessung notig ist, tertiare Normalen international festzulegen, da namlich die sekundaren Normalen schon sehr eng liegen, in einem mittleren Abstand von 50 A, wird eine Interpolation unbekannter Linien mit Hilfsmitteln genugend großer Dispersion immer moglich sein, fur spezielle Zwecke allerdings kann die Kenntnis noch enger liegender Normalen von Wert sein

Ein Wellenlangensystem von Normalen dritter Ordnung ist tatsachlich schon bei der Versammlung der I A U in Rom 1922 international angenommen worden und umfaßt etwa 300 Eisenlinien Wie schon in Ziff 64 erwahnt wurde, mußten die damals festgesetzten Normalen zweiter Ordnung noch eine zum Teil wesentliche Korrektion erfahren, die in dem Wellenlangensystem von 1928 berucksichtigt wurde Außerdem sind ursprunglich als tertiare Normalen bestimmte Linien in die Reihe der sekundaren geruckt Ein international angenommenes System tertiarer Normalen besteht zur Zeit nicht, da sich die Beschlusse von 1928 nur auf die sekundaren beziehen Immerhin ist es moglich, die Tabelle von 1922 mit den in unserer Tabelle 2 gegebenen Korrektionen zu versehen, um so einem Bedurfnis enger liegender Normalen gerecht zu werden Diesen Zwecken soll die Tabelle 7 dienen, die wie die Tabelle 3 eingerichtet ist und zusammen mit den Normalen zweiter Ordnung der Tabelle 3 ein engliegendes Normalensystem bietet An den Wellenlangen dieser Tabelle durfte sich in der Folgezeit wenig andern

Fur viele Zwecke konnen die Normalen des Eisenbogens auch durch die an andern Spektren gewonnenen Messungen ersetzt werden, sofern es nicht auf eine große Meßgenauigkeit ankommt Es gibt ausgezeichnete Messungen der Edelgase, von Kadmium, Kupfer, Titan und vielen andern Elementen, die nach den Umstanden ausgesucht werden konnen Besonders fur den Bereich kurzer und langer Wellenlangen wird man auf eine entsprechende Auswahl angewiesen sein

69 Gesetzmaßigkeiten der Spektren und ihre Anwendung auf die Prufung eines Normallıniensystems Die großen Fortschritte in der Erforschung der Gesetzmaßigkeiten von Linienspektren haben nicht nur ein atomphysikalisches Interesse, sondern konnen auch fur die Kontrolle eines Normalensystems, sei es auch nur in geringem Umfange, herangezogen werden Dies ist dadurch moglich, daß nach dem Kombinationsprinzip von RITZ bei der Kombination eines vielfachen Terms mit anderen Termen in verschiedenen Teilen des Spektrums Schwingungsdifferenzen auftreten konnen, deren Konstanz ein Maß fur

Tabelle 7 Eisennormalen dritter Ordnung (Werte von 1922 korr auf Skala 1928)

λ I A	Int	Gruppe	λ I A	Int	Gruppe	λ I A	Int	Gruppe
3379,022	4		3794,341	3		4367,581	2	b
3380,114	5		3806,701	6		4387,897	2	b
3392,656	5		3807,540	4		4407,714	2	b
3396,980	3	b	3808,731	2		4435,152	2	a
3399,336	6	d	3814,526	2		4476,022	7	b
3401,522	4	b	3821,181	6		4490,086	2	
3402,261	4	b	3833,312	6 *R*	b	4514,191	2	b
3407,462	7	d	3852,576	5		4587,134	2	b
3413,135	7	d	3871,751	2		4602,006	2	b
3417,844	6		3883,283	2		4619,295	4	b?
3418,510	5		3884,361	2	b	4630,126	3	b
3424,288	6		3903,902	3	b	4632,916	3	b
3427,121	6	d	3910,847	2	b	4638,017	4	b?
3445,152	4	d	3925,946	3	b	4654,502	4	b
3447,281	6		3932,629	3	b	4673,171	3	
3450,331	6		3937,331	2	b	4736,780	5	d
3458,305	3	b	3952,605	4	b	4788,760	2	b
3485,342	6	d	3956,460	4	b	4802,884	2	
3489,672	4		3971,326	4	b	5041,074	3	a
3495,290	4	b	3977,745	5	d	5098,704	4	b
3497,109	4		3981,775	3	b	5151,914	3	a
3506,500	5	b	3983,961	5	b	5192,361	8	d
3529,820	4		3986,176	3	b	5232,955	8	d
3541,087	6		3990,379	1	b	5266,567	8	d
3542,079	5		3997,396	6	d	5269,538	10	a
3545,641	5		4009,716	5	a	5302,313	5	d
3556,880	6 *r*		4021,870	5	d	5324,194	6	d
3582,201	4		4031,964	2	b	5332,901	2	a
3594,633	5		4044,614	2	b	6127,909	2	b
3603,206	5		4062,446	4	b	6157,728	2	b
3606,681	5	d	4067,983	5	b	6165,362	2	b
3623,187	5		4074,790	3	d?	6173,338	2	b
3625,148	5		4076,640	5		6200,317	2	b
3630,351	3		4085,009	2	b	6219,284	3	b
3632,040	6		4095,975	3	b	6254,261	3	b
3638,299	6		4098,183	3	b	6297,796	3	b
3640,391	6	d	4100,741	2	b	6322,689	3	b
3645,824	4		4109,807	4	b	6344,154	2	b
3659,519	5		4120,210	2	b	6380,746	3	b
3684,111	5	b	4122,521	2	b	6462,730	4	b
3690,730	2	b	4132,903	3	b	6475,631	3	b
3702,033	1		4137,001	3	b	6518,374	3	b
3707,049	3		4143,419	5	b	6575,021	3	b
3711,225	2	b	4154,502	4	b	6609,117	4	b
3715,914	2	b?	4154,502	4	b	6750,156	4	b
3742,622	1		4177,597	2	a			
3745,563	7 *R*	a	4181,759	6	b			
3745,902	5 *r*	a	4191,441	6	d			
3753,614	6	d	4226,424	2	b			
3756,941	3	b	4233,613	6	d			
3774,826	2		4245,259	2	b			
3776,456	2	b	4266,968	2	b			
3781,189	1		4327,099	2	b			
3785,949	5		4346,559	2	b			
3786,679	3		4351,550	2	b			

die Meßgenauigkeit sein kann, sofern man die strenge Gultigkeit des Kombinationsprinzips postuliert Besonders bei komplizierten Multiplettstrukturen kann eine solche Prufung mit Vorteil angewendet werden Solche Kontrollen wurden fur das Neonspektrum von MEISSNER[1], von MEGGERS und BURNS[2] und fur das Eisenspektrum von MEGGERS[3] durchgefuhrt

Solange es dabei bleibt, daß durch dieses Verfahren nur eine Prufung von Meßreihen durchgefuhrt wird, ist dagegen kein Einwand zu erheben Wenn aber, wie es auch schon vorgeschlagen wurde, es dazu kommen sollte, daß man auf diesem Wege, ausgehend von bekannten Normalen und bekannten Mittelwerten der Termdifferenzen, die genauen Wellenlangen bisher nur ungenau gemessener Linien erschlosse, die dann offenbar die Rolle von tertiaren Normalen zu ubernehmen hatten, so wird man vom Standpunkt unvoreingenommener strenger Meßkunst sich ablehnend verhalten mussen Nur in besonderen Fallen wird man einen solchen Weg als Notmaßnahme einschlagen durfen Auch wenn man die strenge Gultigkeit des Kombinationsprinzips annimmt, an der zu zweifeln wir nicht den geringsten Grund haben, so konnte doch bei der Berechnung einer Wellenlange auf die angegebene Weise ein falscher Wert gefunden werden, wenn etwa die betreffende Linie durch schwache, theoretisch nicht vorauszusehende Begleiter in Wirklichkeit verschoben ware

Vorschlage in dieser Richtung wurden besonders fur das Eisenspektrum gemacht Es sei diesbezuglich verwiesen auf Trans Internat Astr Union 4, S 65 ff (1932), wo sich auch eine Termtabelle des Fe I-Spektrums auf Grund der Arbeiten von MEGGERS, BABCOCK, BURNS und WALTERS findet

70 Umrechnung von Wellenlangen aus dem ROWLANDschen in das Internationale System. Wenngleich durch zahlreiche Arbeiten die Spektrallinien vieler Elemente schon im Internationalen System gemessen worden sind und die Zeit wohl nicht mehr fern ist, wo fur alle Elemente Neumessungen vorliegen werden, so besteht heute doch noch manchmal das Bedurfnis, eine Umrechnung alterer, fast durchweg auf das ROWLAND-System bezogener Messungen vornehmen zu konnen Dies gilt ganz besonders auch fur astrophysikalische Beobachtungen Wie schon oben mehrmals auseinandergesetzt wurde, ist eine solche Umrechnung durchaus nicht leicht, da das ROWLANDsche System durch große Unregelmaßigkeiten ausgezeichnet ist Dazu kommt noch, daß bei vielen alteren Messungen oft nicht mehr zu eruieren ist, ob das Sonnenspektrum selbst als Normalspektrum gedient hat oder ob etwa gegen Eisenlinien gemessen wurde, fur deren Wellenlangen die Preliminary Table-Werte genommen wurden

Nimmt man die Wellenlangen der Preliminary Table als Reprasentanten des ROWLANDschen Systems, so kann man unter Heranziehung von Messungen im Internationalen System eine Tabelle der Differenzen $\lambda_{\mathrm{Rowl}} - \lambda_{\mathrm{I\,A}}$ aufstellen und etwa durch graphischen Ausgleich zu mittleren Korrektionswerten gelangen In dieser Weise hat zuerst KAYSER eine Umrechnungstabelle aufgestellt Fur 125 Metallinien wurde die Differenz Rowl — I A gebildet und die Korrektionen graphisch ermittelt Dieses Verfahren ist, wie auch KAYSER[4] selbst angibt, nicht einwandfrei, da ein Vergleich von FRAUNHOFERschen Linien mit den entsprechenden Linien des Bogens nicht statthaft ist Nur fur Anspruche an geringe Genauigkeit wird dieses Verfahren genugen Einwandfrei ist das in Ziff 66 beschriebene Vorgehen, bei dem es sich um den Vergleich von Sonnenlinien handelt

---

[1] Phys Z 17, S 549 (1916)
[2] Sc Pap Bur of Stand 18, S 188 (1922), K BURNS, J Opt Soc Amer 11, S 301 (1925)
[3] Ap J 60, S 60 (1924)
[4] Handb d Spektroskopie 6

In umfassender Weise nahm auch HARTMANN[1] das Problem der Umrechnung vor. Durch Relativmessungen einer Reihe von Linien des Eisenbogens gegen FRAUNHOFERsche Linien wurde ein Reduktionsfaktor fur die Umwandlung ermittelt und die Ergebnisse tabellarisch niedergelegt. Auf Einzelheiten dieser Arbeit soll hier nicht eingegangen werden, da ihre Ergebnisse bei der erfolgten Weiterentwicklung der Wellenlangenmessungen nicht mehr so von Bedeutung sind wie zu der Zeit ihrer Entstehung.

Im allgemeinen wird man bei derartigen Umrechnungen keine große Genauigkeit anstreben, vielmehr wird man sich mit $\pm 0{,}02$ A begnugen. In diesem Falle ist auch das KAYSERsche Verfahren unverfanglich, und eine nahere Prufung der Umrechnungstabellen von KAYSER und HARTMANN und der aus der Abb. 24 folgenden Korrektionen zeigt, daß innerhalb der genannten Fehlergrenze die drei Korrektionen gut ubereinstimmen. Die folgenden Tabellen, die auf Grund der angegebenen Quellen aufgestellt wurden, werden im allgemeinen vollkommen ausreichen. Bei der Benutzung der Tabellen ist aber immer darauf zu achten, ob der zu reduzierende Wellenlangenwert bei Gittermessung in erster oder in hoherer Ordnung gewonnen wurde, denn dadurch verandern sich die anzubringenden Korrektionen oft stark.

Tabelle 8. Umrechnung des ROWLANDschen Wellenlangensystems auf das Internationale.
Differenzen $\lambda_{\mathrm{Rowl}} - \lambda_{\mathrm{I\,A}}$

Nach Revision P. I.		Nach J. HARTMANN		Nach H. KAYSER	
Wellenlange	Differenz	Wellenlänge	Differenz	Wellenlänge	Differenz
2935	0,11	2300	0,09	1900	0,07
3210	0,12	2535	0,10	2150	0,08
3485	0,13	2800	0,11	2400	0,09
3760	0,14	3075	0,12	2600	0,10
4035	0,15	3350	0,13	2850	0,11
4310	0,16	3600	0,14	3100	0,12
4585	0,17	3875	0,15	3300	0,13
4860	0,18	4150	0,16	3550	0,14
5135	0,19	4400	0,17	3850	0,15
5400	0,20	4700	0,18	4020	0,16
5685	0,21	4975	0,19	4250	0,17
5960	0,22	5250	0,20	4450	0,18
6235	0,23	5510	0,21	4800	0,19
6510	0,24	5750	0,22	5150	0,20
6785	0,25	6020	0,23	5500	0,21
7050	0,26	6300	0,24	5800	0,22
7325		6550	0,25	6100	0,23
		6825	0,26	6430	0,24
		7100	0,27	6750	0,25
		7350		7000	

d) Literaturverzeichnis.

Lichtbrechung durch Prismen.

Allgemeine Werke

Handb. der Experimentalphysik (WIEN-HARMS) XXI, S. 212 (1927).
Handb. der Physik (GEIGER-SCHEEL) XVIII, S. 225 (1927).
Lord RAYLEIGH, Scientific Papers Vol. I, Cambridge 1899.
Grundzüge der Theorie der optischen Instrumente von S. CZAPSKI und O. EPPENSTEIN, 3. Aufl. 1924.

[1] Astr. Mitt. Sternw. Gött. XIX (1916).

H KAYSER, Handb der Spektroskopie I, Kap 3 (Verfasser H KONEN), hier auch altere Literatur
E C C BALY, Spectroscopy, 3d ed in 4 vol New York and London I 1924, II 1927, III 1927 Deutsche Ubersetzung der ersten Auflage von R WACHSMUTH Berlin Julius Springer 1908

Beugungsgitter

Allgemeine Werke

Handb der Experimentalphysik (WIEN-HARMS) XXI, S 260 (1927), Theorie XXI, S 278 (1927)
Handb der Physik (GEIGER-SCHEEL) Bd XX
H KAYSER, Handb der Spektroskopie I, Kap 4
E C C BALY, Spectroscopy, 3d ed (s oben)

Spezielle Abhandlungen

Ebene Gitter

J FRAUNHOFER, Denkschr d K Ak d Wiss Munchen 8, S 1 (1821/22), Gilberts Ann d Phys 74, S 337 (1823)
Lord RAYLEIGH, Phil Mag (4) 47, S 81 u 193 (1874)
H A ROWLAND, Johns Hopkins Un Circ 1882, Nr 16, S 248, Phil Mag (5) 13, S 469 (1882), Nature 26, S 211 (1882)

Konkavgitter

H A ROWLAND, Amer J of Sc (3) 26, S 87 (1883), Phil Mag 16, S 197 (1883), Astr and Astroph 12, S 129 (1893)
J S AMES, Johns Hopkins Un Circ 8, Nr 73, S 69 (1889)
C RUNGE, in Kaysers Handb der Spektroskopie I, Kap 4, S 452 (1900) (Theorie vom Jahre 1888)
C RUNGE und R MANNKOPFF, Z Phys 45, S 13 (1927)

Gitteraufstellung

H A ROWLAND, l c
J S AMES, Johns Hopkins Un Circ 8, S 69 (1889)
C RUNGE u F PASCHEN, Anh z d Abh d Berl Akad d Wiss 1902
C ABNEY, Phil Trans 177, S 457 (1886)
H KONEN, Z f wiss Photogr 1, S 325 (1903)
H KAYSER u P EVERSHEIM, Phys Z 14, S 1001 (1913)
A EAGLE, Ap J 31, S 120 (1910
F L O WADSWORTH, Ap J 3, S 56 (1896)
C RUNGE u F PASCHEN, Wied Ann 61, S 641 (1897)
W F MEGGERS u K BURNS, Sc Pap Bur of Stand 18, S 185 (1922)

Gitterfehler Fokale Eigenschaften

H A ROWLAND, Astr and Astroph 12, S 129 (1893)
A CORNU, C R 80, S 645 (1875), 116, S 1215 (1893), 117, S 1032 (1893)
C M SPARROW, Ap J 49, S 65 (1919)

Geister

G QUINCKE, Pogg Ann 146, S 1 (1872)
C S PEIRCE, Amer J of Math 2, S 330 (1879)
H A ROWLAND, Astr and Astroph 12, S 129 (1893)
TH LYMANN, Phys Rev 12, S 1 (1901) 16, S 257 (1903)
C RUNGE, Ann d Phys 71, S 178 (1923), J Opt Soc Amer 6, S 429, (1922)
E BUCHWALD, Ann d Phys 80, S 279 (1926)

Stufengitter (ECHELON)

A A MICHELSON, Ap J 8, S 36 (1898), J de Phys (3) 8, S 305 (1899)
E GEHRCKE, Ann d Phys 18, S 1074 (1905)
— Anwendung der Interferenzen Braunschweig 1906
R A HOUSTON, Phil Trans 7, S 456 (1904)
B GALITZIN, Bull Acad Petersburg 5, S 76 (1905)
F TWYMAN, Proc Opt Conv 1, S 53 (1905)
M v LAUE, Phys Z 6, S 283 (1905)
O OLDENBERG, Ann d Phys 67, S 253 (1922)
H C VAN GEEL, Rev d'Opt 2, S 445 (1923)
E LAU, Z f Phys 80, S 100 (1933)
P GORLICH, Z f Phys 80, S 105 (1933)

LUMMER-GEHRCKE-Platte

O LUMMER, Verh d Dtsch Phys Ges 3, S 85 (1901), Phys Z 3, S 172 (1902)
O LUMMER u E GEHRCKE, Verh d Dtsch Phys Ges 4, S 337 (1902), Berl Akad Ber 2, S 11 (1902), Ann d Phys 10, S 457 (1903)
E GEHRCKE, Verh d Dtsch Phys Ges 7, S 236 (1905)
E GEHRCKE u O v BAEYER, Ann d Phys 20, S 269 (1906)
E GEHRCKE und O REICHENHEIM, Verh d Dtsch Phys Ges 4, S 209 (1906)
O v BAEYER, Verh d Dtsch Phys Ges 10, S 733 (1908), 11, S 118 (1909), Phys Z 9, S 831 (1908)
E GEHRCKE, Verh d Dtsch Phys Ges 11, S 141 (1909)
N GALLI u K FORSTERLING, Phys Z 18, S 155 (1917)
H P WARAN, London R S Proc A 100, S 419 (1922)
E LAU, Z f Instrk 43, S 311 (1923)
J K ROBERTSON, J Opt Soc Amer 11, S 559 (1925)
A SCHRAMMEN, Ann d Phys (4) 83, S 1161 (1927)

Interferometer nach FABRY und PEROT

CH FABRY u A PEROT, Ann Chim Phys (7) 12, S 459 (1897), 16, S 115 u 289 (1899), 22, S 564 (1901), 24, S 119 (1901), 25, S 98 (1902) (Étalon), Ap J 15, S 73 u 261 (1901)
CH FABRY, C R 140, S 848 (1905) (Spektrale Zerlegung)
Lord RAYLEIGH, Phil Mag (6) 11, S 685 (1906)
CH FABRY u H BUISSON, C R 143, S 165 (1906), 144, S 1155 (1907), Ap J 28 S 169 (1908)
A H PFUND, Ap J 28, S 197 (1908)
H C RENISCHLER, Ap J 28, S 345 (1908)
CH FABRY u H BUISSON, J de Phys (4) 7, S 169 (1908), 8, S 73 u 960 (1909), 9, S 197 (1910) (Anwendung auf FRAUNHOFERsche Linien), 9, S 298, 421 u 929 (1910)
P P KOCH, Ann d Phys 34, S 377 (1911), Z f Instrk 31, S 378 (1911)
E GEHRCKE u E LAU, Phys Z 31, S 973 (1930)
E LAU, Ann d Phys 10, S 71 (1932)
E LAU u E RICHTER, Z f Phys 63, S 313 (1931), 76, S 190 (1932)

Astro- und geophysikalische Anwendungen des Interferometers

CH FABRY u H BUISSON, Ap J 33, S 406 (1911), Application to the Study of Nebulae
H D BABCOCK, Ap J 57, S 209 (1923) (Grune Nordlichtlinie)

Wellenlangenmessungen

Allgemeine Übersicht enthalten

Transactions of the International Astronomical Union I (1922), II (1925), III (1928), IV (1932)
Kaysers Handb der Spektroskopie
E C C BALY, Spectroscopy
P EVERSHEIM, Wellenlängenmessungen des Lichtes im sichtbaren und unsichtbaren Spektralbereich Sammlung Vieweg Nr 82 Braunschweig 1926

Druckverschiebung

W J HUMPHREYS u J E MOHLER, Ap J 3, S 114 (1896), 4, S 249 (1896)
W J HUMPHREYS, Ap J 6, S 169 (1897), 22, S 217 (1905), 26, S 18 (1907), 35, S 268 (1912)
G E HALE u N A KENT, Ap J 17, S 154 (1903)
J A ANDERSON, Ap J 24, S 221 (1906)
W G DUFFIELD, Ap J 26, S 375 (1907), Phil Trans A 208, S 11 (1908), 211, S 33 (1911)
R ROSSI, London R S Proc A 83, S 414 (1910), Ap J 34, S 21 (1911)
CH FABRY u H BUISSON, Ap J 31, S 112 (1910)
H G GALE u W S ADAMS, Ap J 35, S 10 (1912), 37, S 391 (1913)
A S KING, Ap J 35, S 183 (1912), 34, S 37 (1911)
H D BABCOCK, Ap J 67, S 240 (1928)
B T BARNES, Ap J 63, S 127 (1926)
M PETERSEN u J B GREEN, Ap J 62, S 49 (1925)
L E MILLER, Ap J 53, S 224 (1921)
T H HAVELOCK, Ap J 35, S 304 (1912)
M KULP (Theorie), Z f Phys 79, S 495 (1932)

Poleffekt

F GOOS, Ap J 38, S 141 (1913), Z f wiss Photogr 12, S 259 (1913)
CH E ST JOHN u H D BABCOCK, Ap J 42, S 231 (1915), 46, S 138 (1917)

H NAGAOKA, Ap J 53, S 329 (1921)
H G GALE u W T WHITNEY, Ap J 43, S 161 (1916)
W T WHITNEY, Ap J 44, S 65 (1916)
H G GALE, Ap J 45, S 142 (1917)
F T HOLMES, Phys Rev (2) 35, S 652 (1930)
R E HARRIES, Ap J 59, S 261 (1924)
T ROYDS, Kodaikanal Bull 1916, Nr 38 u 40, Ap J 45, S 112 (1917)
G S MONK, Ap J 57, S 222 (1923)
M ADAM, Ann d Phys (5) 15, S 568 (1932)

Normalen zweiter Ordnung

Eisenbogen

P EVERSHEIM, Ann d Phys (4) 30, S 315 (1909), Ap J 31, S 76 (1910), Ann d Phys (4) 36, S 1071 (1911), 45, S 454 (1914)
CH FABRY u H BUISSON, Ap J 31, S 97 (1910)
A H PFUND, Johns Hopkins Univ Circ (2) 2, S 29 (1910)
H KAYSER, CH FABRY u J S AMES, Ap J 32, S 215 (1910), 33, S 85 (1911)
F GOOS, Z f wiss Photogr 11, S 1 u 305 (1912), 12, S 259 (1913), Ap J 35, S 221 (1912), 37, S 48 (1913), 38, S 141 (1913), A N 199, S 33 (1914)
H BUISSON u CH FABRY, Ann d Phys (4) 38, S 245 (1912)
K BURNS, C R 156, S 1611 (1913), J de Phys (5) 3, S 457 (1913), Lick Bull 8, S 27 (1913), Sc Pap Bur of Stand Nr 251, Bull 12, S 179 (1915)
H KAYSER, J S AMES, H BUISSON u F PASCHEN, Ap J 39, S 93 (1914)
K BURNS, C R 160, S 243 (1915)
K BURNS, W F MEGGERS u P W MERRILL, Bull Bur of Stand 13, S 245 (1916)
W F MEGGERS u C C KIESS, Sc Pap Bur of Stand 1918, Nr 324
CH E ST JOHN u H D BABCOCK, Ap J 53, S 260 (1921)
W F MEGGERS, C C KIESS u K BURNS, Sc Pap Bur of Stand 19, S 263, Nr 478 (1924)
G S MONK, Ap J 62, S 375 (1925)
H D BABCOCK, Ap J 66, S 256 (1927), P Wallerath Ann d Phys 75, S 37 (1924), W Kleinewefers, Z f Phys 42, S 211 (1927)
K BURNS, Publ Allegh Obs 6, S 141 (1927)
K BURNS u F M WALTERS, Publ Allegh Obs 8, S 39 (1929) (Vakuumbogen)
C V JACKSON, London R S Proc A 130, S 403 (1931), 133, S 553 (1931)

Neon

K W MEISSNER, Ann d Phys (4) 51, S 95 (1916), 58, S 333 (1919)
K BURNS, W F MEGGERS u P W MERRILL, Bull Bur of Stand 14, S 765 (1918)
P WALLERATH, Ann d Phys (4) 75, S 37 (1924)
H D BABCOCK, Ap J 66, S 256 (1927)
G S MONK, Ap J 62, S 375 (1925)
J G PRIEST, Bull Bur of Stand 8, S 539 (1912)

Titan

FR L BROWN, Ap J 56, S 53 (1922)
H CREW, Ap J 60, S 108 (1924)

Argon

K W MEISSNER, Ann d Phys (4) 51, S 95 (1916)
W F MEGGERS, Sc Pap Bur of Stand 17, S 193 (1921, Phys Rev (2) 18, S 160 (1921)

Krypton

W F MEGGERS, Sc Pap Bur of Stand 1921, Nr 414
A PÉRARD, C R 176, S 1060 (1923), 194, S 1633 (1932)
C J HUMPHREYS, J Res Bur of Stand 3, Res Pap Nr 245, S 1041 (1930)
C V JACKSON, Trans I A U 4, S 76 (1932), London R S Proc A 138, S 1471 (1932)

Kapitel 4

Sternspektrographie und Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten.

Von

G. EBERHARD-Potsdam

Mit 27 Abbildungen

a) Allgemeine Prinzipien für die Konstruktion eines Sternspektrographen[1].

1. Mechanische Stabilität des Spektrographen. Der Sternspektrograph unterscheidet sich prinzipiell nicht von einem Laboratoriumsspektrographen, er besitzt, wie dieser, Spalt, Kollimator, Prismen, Kamera und Kassette. Da ersterer aber unter anderen äußeren Verhältnissen benutzt wird als ein Laboratoriumsspektrograph, kommen einige zusätzliche Bedingungen hinzu, die erfüllt sein müssen, damit das Instrument unter diesen Verhältnissen fehlerfrei funktioniert. Der Sternspektrograph wird nämlich in Verbindung mit einem Fernrohr gebraucht, das die verschiedensten Lagen gegen den Horizont annehmen kann, so daß der Spektrograph keine feste, unveränderliche Aufstellung hat wie im Laboratorium. Infolgedessen muß der mechanische Aufbau so stabil sein, daß der Spektrograph in allen Lagen und bei allen Lagenänderungen unverändert bleibt. Er darf keinen Biegungen in sich unterworfen sein, d. h. Kollimator, Prismen und Kamera dürfen keinerlei Bewegungen gegeneinander ausführen, in welcher Lage auch immer der Apparat gebraucht wird und wie sich auch seine Lage während der meist sehr lange dauernden Aufnahme ändert.

Diese Bedingung hat man von Anfang an zu erfüllen gestrebt, sie ist z. B. bei der Konstruktion des VOGELschen Spektrographen, mit dem die ersten brauchbaren Radialgeschwindigkeiten von Sternen erhalten wurden, in weitgehendem Maße berücksichtigt worden, und bei den Spektrographen der neuesten Zeit ist sie wohl stets in voller Strenge erfüllt. Es wird später bei der Beschreibung einzelner Apparate besprochen werden, auf welche Weise diese erforderliche hohe mechanische Stabilität gewonnen wird.

Der Spektrograph muß aber nicht nur in sich selbst stabil sein, er muß auch so fest mit dem Fernrohr verbunden sein, daß die optischen Achsen des Fernrohrs und des Kollimators eine unveränderliche Lage gegeneinander behalten,

---

[1] Man vgl. hierzu J. E. KEELER, Elementary Principles Governing the Efficiency of Spectroscopes for Astronomical Purposes. Sid. Messenger 10, S. 433 (1891); H. F. NEWALL, On the General Design of Spectrographs to be attached to Equatorials of Large Aperture, considered chiefly from the Point of View of Tremor-Discs. M. N. 65, S. 608 (1905); J. S. PLASKETT, Report of the Chief Astronomer 1909. Appendix 2, S. 153. Ottawa 1910; F. L. O. WADSWORTH, General Considerations respecting the Design of Astronomical Spectroscopes. Ap. J. 1, S. 52 (1895).

welche Lage auch immer das Fernrohr einnimmt Auch diese Frage wird bei der Beschreibung einzelner Apparate behandelt werden

2 Thermische Stabilitat des Spektrographen Verschiebungen der einzelnen Teile des Spektrographen gegeneinander konnen auch dann entstehen, wenn der Apparat bei sich verandernden Temperaturen gebraucht wird Da der Spektrograph nicht wie im Laboratorium in einem Raume konstanter Temperatur verwendet wird, sondern in offenen Raumen, z B Kuppeln, deren Temperatur durch die nachtliche Abkuhlung oder durch Winde mehr oder minder sinkt, lassen sich solche inneren Bewegungen infolge der thermischen Ausdehnung der zum Bau verwendeten Materialien nicht vermeiden Aber das ist nicht die einzige Einwirkung von Temperaturanderungen Wahrend namlich die zum Aufbau verwendeten metallischen Teile sich verhaltnismaßig schnell und gleichmaßig auf die im Beobachtungsraum herrschende Temperatur einstellen und dann, falls diese konstant bleibt, sich nicht mehr andern, passen sich die optischen Teile, besonders die Prismen mit ihren großen Glasmassen, nur langsam der herrschenden Temperatur an Sie konnen, auch wenn sie sich schon einige Zeit in konstanter Temperatur befinden, noch weit von dem inneren thermischen Gleichgewicht entfernt sein Die Folge davon ist, daß die optische Abbildung nicht fehlerfrei ist und sich, wenigstens wahrend langerer Expositionszeiten, andert Sternaufnahmen wie Laboratoriumsversuche haben gezeigt, daß die thermischen Storungen der Abbildung Betrage annehmen, die so groß sind, daß die gewunschte Genauigkeit der Messungen nicht erreicht werden kann, welche bei Aufstellung des Instrumentes in einem Raum dauernd konstanter Temperatur leicht erhalten wird

Die zweite Bedingung, die fur einen Sternspektrographen realisiert sein muß, ist mithin, daß man den ganzen Apparat in eine Hulle einschließt, durch welche der Apparat wahrend vieler Stunden auf gleichbleibender Temperatur gehalten werden kann Anfanglich glaubte man die Temperaturkonstanz dadurch erreichen zu konnen, daß man den Apparat mit warmeisolierenden Materialien (Wolldecken, Federkissen usw) umgab, wie z B bei dem ersten MILLS-Spektrographen des Lick-Observatoriums, aber es zeigte sich bald, daß diese Art des Schutzes namentlich bei langeren Belichtungen nicht genugt Man ging dazu uber, den ganzen Apparat in einen elektrisch geheizten Kasten einzuschließen, dessen Innentemperatur fur beliebig lange Zeit automatisch konstant gehalten wird Die Beschreibung einer solchen Heizvorrichtung wird spater gegeben werden

3 Die Optik des Spektrographen Fur einen Sternspektrographen ist endlich noch eine dritte Bedingung zu erfullen er muß das ganze Licht eines Sternes, welches mittels des Fernrohrobjektives auf den Spalt konzentriert wird, aufnehmen Das Öffnungsverhaltnis des Kollimators muß gleich oder großer als das des Fernrohrobjektives sein Der Kollimator muß also in seinen Dimensionen dem vorhandenen Fernrohr angepaßt werden, wenn der Spektrograph die Leistung des Fernrohrs ganz ausnutzen soll

Die Erfullung dieser Bedingung ist fur die Leistungsfahigkeit des Spektrographen von besonderer Bedeutung, da die kosmischen Lichtquellen mit Ausnahme einiger wenigen Objekte an sich eine so geringe Intensitat besitzen, daß von ihr nichts durch eine unrichtige Dimensionierung der Spektrographen verloren werden darf Im Laboratorium hat man es auch haufig mit schwachen Lichtquellen zu tun, kann aber stets ohne große Kosten die Linse, die zur Projektion dient, so wahlen, daß das Kollimatorobjektiv voll ausgefullt ist, außerdem konnen die Belichtungszeiten meist beliebig verlangert werden Fur Laboratoriumszwecke bestimmt der vorhandene Spektrograph die Dimensionen der

Projektionslinse, dagegen ist bei der Aufnahme von Sternspektren das vorhandene Fernrohr maßgebend für den Spektrographen.

Sind Öffnung und Brennweite des Kollimators bestimmt, so ergeben sich ohne weiteres die Größe der Prismen sowie die Öffnung der Kameralinse sowohl für einen Laboratoriums- wie auch für einen Sternspektrographen. Die Kameralinse soll innerhalb des gewünschten Wellenlängenbezirkes die gesamten aus den Prismen austretenden Strahlenbündel aufnehmen und zu einem Bilde des Spektrums vereinigen, sie muß also eine Öffnung besitzen, die der der austretenden Strahlenbündel gleich ist, und sie muß eine solche Konstruktion haben, daß sie den ganzen gewünschten Wellenlängenbezirk scharf auf der photographischen Platte abbildet. Die Größe ihrer Brennweite richtet sich nach der Aufgabe, die zu lösen ist. Soll eine große lineare Ausdehnung des Spektrums (lineare Dispersion) erhalten werden, so ist die Brennweite groß, etwa gleich der des Kollimatorobjektives zu wählen. Dieser Fall liegt vor, wenn etwa die Radialgeschwindigkeiten heller Sterne mit großer Genauigkeit gemessen werden sollen. Sind die Sterne schwach, so ist die Brennweite der Kameralinse klein zu wählen, die lineare Ausdehnung des Spektrums wird dann entsprechend dem Verhältnis $\frac{\text{Brennweite der Kamera}}{\text{Brennweite des Kollimators}}$ kleiner, gleichzeitig wird die Breite des Spektrums in demselben Verhältnis abnehmen, die Lichtstärke des Spektrographen aber umgekehrt dem Quadrat des obigen Verhältnisses zunehmen. Diese Zunahme der Lichtstärke kann man bei der Aufnahme flächenhafter Objekte (Planeten, Nebel) nutzbar machen, nicht aber bei der Aufnahme von Sternen, wenigstens nicht voll entsprechend dem reziproken Quadrat des obigen Verhältnisses. Die Sternspektren sind bei fester Pointierung auf den Stern nahezu fadenförmig. Um die Linien in ihnen erkennen und ausmessen zu können, muß man die fadenförmigen Spektren verbreitern, was meist schon während der Aufnahme dadurch bewirkt wird, daß man das Uhrwerk des Fernrohrs in geeignetem Betrage vor- oder nachgehen läßt. Die geringste, zur Ausmessung eines Sternspektrums noch brauchbare Breite beträgt etwa 0,15 bis 0,20 mm. Besitzt nun die Kamera eine kurze Brennweite, so ist es nötig, um diese Breite zu erhalten, den Stern über eine größere Strecke auf dem Spalt laufen zu lassen, als es bei einer Kamera mit längerer Brennweite nötig ist. Der Gewinn an Lichtstärke für Sternaufnahmen bei kurzer Brennweite der Kamera beruht somit nur auf einer Verkleinerung der linearen Dispersion und ist daher in jedem Fall kleiner als bei der Aufnahme flächenhafter Objekte. Immerhin wird eine merkliche Abkürzung der Belichtungszeit erzielt bei der Verwendung einer kurzen Kamera, freilich ist sie mit einer Verringerung der linearen Dispersion und damit einer Abnahme der Meßgenauigkeit erkauft.

Da Spektrogramme, die mit einer Kameralinse von kurzer Brennweite und großem Öffnungsverhältnis aufgenommen werden, meist einen ziemlich großen Wellenlängenbereich umfassen sollen, ist es nötig, für die Kameralinse eine besondere Konstruktion zu wählen. Eine gute Gesichtsfeldebnung muß für den ganzen in Betracht kommenden Wellenlängenbereich durchgeführt sein, außerdem muß die Kameralinse sich in einem ebenso guten Korrektionszustand befinden wie die mit kleinerem Öffnungsverhältnis. Man wird daher meistens auf Spezialkonstruktionen, z. B. auf nichtsphärische Systeme, zurückgreifen müssen[1].

[1] Man vgl. hierzu J. HARTMANN, Über ein neues Kameraobjektiv für Spektrographen. Z. f. Instrk. 24, S. 257 (1904); J. WILSING, Über die Bildebnung bei Spektrographenobjektiven. Ebenda 26, S. 101 (1906); K. SCHWARZSCHILD, Über Spektrographenobjektive. Sitzber. d. Preuß. Akad. Math. Phys. Kl. 1912 S. 1220; J. S. PLASKETT, Report of the Chief Astronomer 1909. Appendix 2, S. 170. Ottawa 1910.

Auf die Spektrographenobjektive wird in Ziff 11 noch einmal naher eingegangen

4 Das Fernrohr[1] Im vorhergehenden ist der Fall behandelt worden, daß fur ein bereits vorhandenes Fernrohr ein zu ihm passender Spektrograph konstruiert werden soll Man kann aber fragen, wie muß das Fernrohr beschaffen sein, damit ein mit ihm verbundener, richtig angepaßter Spektrograph es ermoglicht, Spektra lichtschwacher Objekte aufzunehmen

Bei der Erorterung der Verhaltnisse sind zwei Falle zu unterscheiden, je nachdem es sich um flachenhafte Objekte (Planeten, Nebel usw) oder um Sterne, d h nahezu punktformige Objekte, handelt

α) Es werde zunachst der erste Fall behandelt, und es sei vorausgesetzt, daß die bereits oben aufgestellte Bedingung gleiches Öffnungsverhaltnis fur Fernrohr und Kollimator, erfullt sei, d h alles vom Fernrohrobjektiv aufgefangene Licht soll auch vom Kollimator aufgenommen werden Die Flachenhelligkeit des Bildes, welches vom Objektiv auf dem Spalt erzeugt wird, ist proportional dem Quadrate des Öffnungsverhaltnisses des Fernrohrobjektives Man konnte nun annehmen, daß ein Fernrohr kurzer Brennweite fur die Aufnahme des Spektrums eines flachenhaften Objektes gunstiger ist als ein Objektiv gleicher Öffnung, aber langer Brennweite, da das auf dem Spalt erzeugte Bild der Flache im ersten Fall heller ist als im zweiten Es laßt sich aber leicht zeigen, daß dieser Schluß irrig ist, die Helligkeit des Spektrums eines flachenhaften Objektes ist u n a b h a n g i g von der Winkeloffnung des Fernrohrs, sie ist vielmehr bestimmt durch die Öffnung des Kollimators Es seien O, F, S Öffnung, Brennweite und Flacheninhalt des Fernrohrobjektives, o, f, s die entsprechenden Großen der Kollimatorlinse, ferner sei, wie bereits erwahnt, die Bedingung $\frac{O}{F} = \frac{o}{f}$ erfullt. Das aufzunehmende Objekt sei eine kleine gleichmaßig erleuchtete Flache, die Einheit der Lichtmenge sei die Menge, welche auf eine Flache fallt, die gleich der Flache s des Kollimatorobjektives ist Dann ist die Lichtmenge S, welche auf das Fernrohrobjektiv fallt

$$\frac{S}{s} = \left(\frac{O}{o}\right)^2 = \left(\frac{F}{f}\right)^2$$

Alles dieses Licht fallt auf die Kollimatorlinse und findet sich daher im virtuellen Bild, welches von dieser Linse in unendlicher Entfernung erzeugt wird Die Winkelgroße dieses virtuellen Bildes ist gleich F/f mal, die Winkelflache (angulare Flache) aber $(F/f)^2$ mal der des Objektes Es ist somit $(F/f)^2$ mal soviel Licht verteilt auf eine $(F/f)^2$mal so große Flache, d h die Helligkeit des virtuellen Bildes ist die gleiche wie die des Objektes Die Helligkeit des virtuellen Bildes bestimmt nun die Helligkeit des Spektrums, folglich ist die Helligkeit des Spektrums eines entfernten flachenhaften Objektes unabhangig von der Winkeloffnung (Öffnungsverhaltnis) des Fernrohrobjektives, d h ein Fernrohrobjektiv mit großer Brennweite ist fur die Beobachtung des Spektrums eines Flachengebildes ebenso geeignet wie ein Fernrohr derselben Öffnung, aber kurzer Brennweite Die Lichtstarke ist somit einzig und allein durch die Öffnung des Kollimators bestimmt, und je großer man diese wahlt, um so lichtstarker wird der Spektrograph sein

β) Handelt es sich darum, zu uberlegen, wie das Fernrohr gewahlt werden muß, damit ein mit ihm verbundener Spektrograph es gestattet, Spektra schwacher und sehr schwacher Sterne aufzunehmen — das ist zur Zeit wohl die wichtigste

[1] J E KEELER, Elementary Principles Governing the Efficiency of Spectroscopes for Astronomical Purposes Sid Messenger 10, S 433 (1891), C S HASTINGS, Report of the Eclipse Expedition to Caroline Island May 1883 Wash Nat Ac Mem 2, S 108 (1884).

Aufgabe —, so ist zu berücksichtigen, daß das Bild eines Sternes kein Punkt, sondern ein Scheibchen von bestimmtem Durchmesser ist. Es sei vorausgesetzt, daß das Objektiv bzw. der Spiegel vollkommen fehlerfrei sei, ferner zur Vereinfachung der Betrachtung, daß der Stern monochromatisches Licht aussende. Das von einem Objektiv erzeugte Bild eines Sternes besteht dann bekanntlich aus einem zentralen Beugungsscheibchen, welches von einer Anzahl heller und dunkler Ringe umgeben ist. Die Lichtmenge, die im Brennpunkte des Objektives im Ringe vom Radius ϱ vorhanden ist, beträgt dann [Handb. der Astrophysik Bd. II, 2. Hälfte, S. 562, Formel (16)]

$$U(\varrho) = k\frac{\pi}{4}d^2\left(\frac{z}{2}\right)^2\left\{1 - \frac{1}{2}\left(\frac{z}{2}\right)^2 + \frac{5}{36}\left(\frac{z}{2}\right)^4 \mp \quad\right\},$$

wo $z = \frac{\varrho d}{\lambda'}$, $\lambda' = \frac{\lambda}{\pi \sin 1'}$, d der Durchmesser des Objektives, ϱ der in Bogenminuten gemessene Radius eines unendlich schmalen Beugungsringes, λ die Wellenlänge des Sternlichtes ist und der Faktor k die Verluste durch Absorption und Reflexion darstellt[1]. Für die vorliegende Betrachtung genügt es, sich auf das zentrale Beugungsscheibchen zu beschränken, das 84% des gesamten Sternlichtes enthält. Der Wert der Hilfsvariabeln z für dieses Scheibchen ($z = 3{,}83$) folgt aus der Beugungstheorie. Nach der obigen Formel ist die Lichtmenge in diesem zentralen Scheibchen allein durch die Größe der Oberfläche des Objektives $\left(\frac{\pi}{4}d^2\right)$ bestimmt, d. h. für Aufnahmen schwacher Sterne ist ein Objektiv großer Öffnung nötig. Über die Brennweite, welche diesem Objektiv zu geben ist, sagt die Theorie nichts aus, die Lichtmenge im zentralen Beugungsscheibchen ist unabhängig von der Brennweite. Sie ist daher nur vom Gesichtspunkte der Praxis aus zu wählen.

Man geht zweckmäßigerweise wieder von der Größe der Prismen und der Öffnung des Kameraobjektives aus. Letzteres muß bei großer Öffnung eine kurze Brennweite besitzen. Im Gegensatz hierzu muß die Brennweite des Kollimatorobjektives im Verhältnis zu der des Kameraobjektives groß gewählt werden, damit eine möglichst große Lichtkonzentration im Spektrogramm erzielt werden kann. Aber auch noch ein anderer Grund spricht für einen langen Kollimator. Der Durchmesser des vom Fernrohrobjektiv erzeugten Sternbildchens ist infolge der mehr oder minder vorhandenen Luftunruhe stets wesentlich größer als der des zentralen Sternscheibchens nach der Beugungstheorie. Beispielsweise fand NEWALL[2] in Cambridge für Nächte mit mittelgutem Luftzustand für den Durchmesser des Sternbildchens 5″, für weniger guten, sehr häufigen Luftzustand aber 8″ bis 10″, und seine Angaben stimmen durchaus mit langjährigen Erfahrungen anderer Observatorien, z. B. von Potsdam[3]. Um nun solche Nächte für die Aufnahme von Sternspektren verwenden zu können, ist der Spalt des Spektrographen entsprechend weit zu öffnen[4]. Das bedingt aber eine Vergrößerung der Brennweite des Kollimatorobjektives, da sonst die Rein-

[1] Eine Ableitung dieser Formel findet sich in MASCART, Traité d'optique Bd. I, S. 312 (1889), K. STREHL, Theorie des Fernrohrs, S. 89. 1894, G. MÜLLER, Photometrie der Gestirne, S. 165. 1897. Letztere Ableitung enthält übrigens einen Rechenfehler.

[2] M. N. 56, S. 108 (1896).

[3] J. S. PLASKETT gibt auf Grund sehr eingehender spezieller Studien an, daß in Ottawa der Bilddurchmesser eines Sternes nur in sehr seltenen Fällen 2″, im allgemeinen aber beträchtlich größer ist, während er theoretisch 0″,57 für den 15 inch-Refraktor sein sollte (Report of the Chief Astronomer, S. 156. Ottawa 1910).

[4] W. W. CAMPBELL [Ap. J. 8, S. 124 (1898)] betont besonders, daß er aus diesem Grunde den Kollimator für den MILLS-Spektrographen so lang gemacht hat, als es die Größe der Prismen erlaubte.

heit des Spektrums zu gering wurde Betrachtet man namlich die Formel von SCHUSTER $P = \frac{\lambda}{\lambda + d\psi} R$ $\left(d = \text{Spaltweite},\ \psi = \frac{o}{f},\ R = \text{auflosende Kraft}\right)$ fur die Reinheit P des Spektrums als gultig, so ist $\frac{o}{f} = \psi$ moglichst klein zu wahlen

Mit der Brennweite und Öffnung des Kollimatorobjektives ist bei gegebenem Durchmesser des Fernrohrobjektives auch seine Brennweite eindeutig bestimmt, da auch hier die Bedingung gilt

$$\frac{\text{Offnung des Fernrohrobjektives}}{\text{Brennweite des Fernrohrobjektives}} = \frac{\text{Offnung des Kollimatorobjektives}}{\text{Brennweite des Kollimatorobjektives}}$$

Es folgt also aus diesen Erwagungen, das eine große Brennweite des Fernrohrobjektives fur die Aufnahme der Spektra lichtschwacher Sterne vorteilhaft ist, und in der Tat haben gerade die Fernrohre, mit denen die meisten Sternspektren aufgenommen worden sind, z B die Refraktoren des Lick- und des Yerkes-Observatoriums, die Spiegel des Mount Wilson- und des Victoria-Observatoriums nicht nur große Öffnungen, sondern auch große Brennweiten

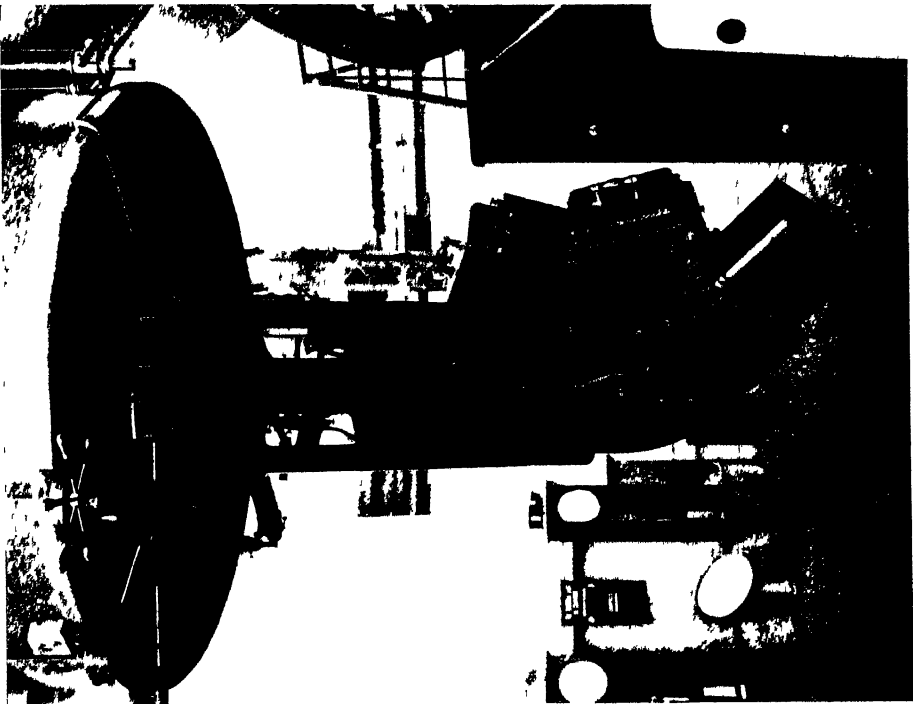
Die Erorterungen der Ziff 4 stellen praktische Erwagungen dar, wie sie der Astrophysiker bei der Konstruktion seiner Spektrographen anzustellen pflegt Obwohl sie sich immer bewahrt haben, bedeuten sie keineswegs eine wirkliche Losung der Aufgabe Diese mußte wohl auf beugungstheoretischer Grundlage behandelt werden, etwa in der Weise, wie A SCHUSTER[1] bei seinen Untersuchungen uber die Theorie der Spektroskope verfahren ist Diese bezieht sich auf Spektroskope, mit denen Emissionsspektra beobachtet werden sollen und laßt sich, wie SCHUSTER[2] ausfuhrt, nicht ohne weiteres ubertragen auf Apparate, mit denen Absorptionsspektren, wie die der Sonne und der Sterne, aufgenommen werden sollen Eine strenge Behandlung dieses Falles steht bisher noch aus, ware aber sehr erwunscht Inzwischen hat man die SCHUSTERsche Formel wenigstens als eine Annaherung fur solche Rechnungen benutzt

5 Das Teleskop und der Spektrograph des Astrophysikalischen Observatoriums in Victoria, B.C Ein schones Beispiel zu den in der vorhergehenden Ziffer gegebenen Überlegungen bietet die Konstruktion des Spektrographen und des großen Teleskopes in Victoria J S PLASKETT[3] ließ sich namlich von ganz ahnlichen Gedankengangen, wie es die obigen sind, bei der Ausarbeitung des Planes fur diese Instrumente leiten Er sagt (S 81) von dem Spektrographen „ the telescope may more properly be called an accessory of the spectrograph “ Das Teleskop, das in der Hauptsache zu Radialgeschwindigkeitsmessungen und spektrographischen Arbeiten verwendet werden sollte, mußte naturlich eine moglichst große Öffnung bekommen, damit die Spektra schwacher Sterne aufgenommen werden konnen Aus technischen und finanziellen Grunden kam daher nur ein Spiegel in Betracht, um so mehr, als ein solcher gerade fur spektrographische Arbeiten wesentliche Vorzuge vor einem Objektiv hat Der Kollimator sollte eine große Brennweite erhalten, da PLASKETT den Vorteil, den eine solche besitzt, wahrend seiner fruheren Tatigkeit auf diesem Gebiete in Ottawa erkannt hatte Die Beschaffung großer, optisch einwandfreier Prismen war damals ziemlich schwierig Da ADAMS sehr gute Prismen mit 63 mm wirk-

---

[1] Introduction to the Theory of Optics, S 140ff 1904, The Optics of the Spectroscope Ap J 21, S 196ff (1905)

[2] L c S 148 The above treatment of the subject is based on the consideration of spectra of bright lines, and cannot without modification be applied to the absorption phenomena exhibited in the spectra of sun and stars

[3] Description of Building and Equipment Publ Dom Astrophys Obs Victoria, B C, 1, S 7 (1922)

b

a

Abb 1a u b Der Spektrograph des Astrophysikalischen Observatoriums in Victoria, B C

samer Öffnung erworben hatte, beschränkte sich PLASKETT auch auf diese Größe, wodurch die Öffnung des Kollimatorobjektives festgelegt war Es handelte sich nun noch um die Wahl der Brennweiten des Spiegels und des Kollimators Die Länge des Teleskopes durfte, wiederum aus technischen und finanziellen Gründen, nicht zu groß werden, das Öffnungsverhältnis dagegen mußte, um einen langen Kollimator verwenden zu können, klein werden Beide Bedingungen ließen sich gleichzeitig dadurch erfüllen, daß das Teleskop als CASSEGRAIN-System ausgebaut wurde, was auch für die Anbringung der Spektrographen am Teleskop vorteilhaft war PLASKETT wählte das auch sonst für Teleskope häufig angewendete Öffnungsverhältnis 1 18 Es kam somit folgendes Instrument zustande

Teleskop Öffnung 1,8 m, Äquivalentbrennweite 33 m

Spektrograph Kollimator (Brashear-Triplet, mit Uhrenöl verkittet), Öffnung 63 mm, Brennweite 1143 mm Drei Prismen mit brechendem Winkel von 63° aus dem Glas Jena O 118, Seitenlänge 123 mm, 129 mm, 135 mm, Basis 128 mm, 135 mm, 141 mm Kameraobjektive mit 76 mm Öffnung und Brennweiten von 381 mm, 711 mm, 940 mm

Diese Konstruktion hat sich in jeder Beziehung bewährt, die Leistungen des Instrumentes sind ganz ausgezeichnet Es gehört nicht nur zu den größten, sondern auch zu den besten überhaupt vorhandenen Teleskopen, und das gleiche gilt auch für den Spektrographen (Abb 1)

b) Der mechanische Aufbau des Spektrographen

6 Einleitung In Ziff 1 war darauf hingewiesen worden, daß ein Spektrograph, der mit einem Fernrohr verbunden wird, welches in verschiedenen Lagen gegen den Horizont gebraucht wird, eine ganz besonders gute mechanische Stabilität besitzen muß Der Spektrograph soll bei allen Bewegungen des Fernrohrs in sich fest und unveränderlich bleiben, damit sich seine einzelnen Teile nicht gegeneinander verschieben können Er muß weiterhin so gebaut und an das Fernrohr angebracht sein, daß die optische Achse des Kollimators eine Verlängerung der optischen Achse des Fernrohrs bildet und auch bei Bewegung des letzteren bleibt Diese Bedingung wird wohl stets schon vom Mechaniker bei dem Bau des Spektrographen erfüllt Eine Prüfung läßt sich übrigens leicht ausführen VOGEL [Publ Astrophys Abs 7, Teil 1, S 13 (1892)] verfährt folgendermaßen Das Objektiv des Fernrohrs wird stark abgeblendet und auf das Objektiv des Kollimators ein Ring aufgesetzt, welcher eine matte Glasscheibe trägt, in die konzentrische Ringe eingeätzt sind Der Spalt wird auf einige Zehntel Millimeter geöffnet und seine Höhe so verkleinert, daß an Stelle des Spaltes eine kleine quadratische Öffnung genau in der optischen Achse des Kollimators entsteht Nun wird das Fernrohr auf den Mittelpunkt der Sonnenscheibe gerichtet, und es entsteht dann auf der Mattscheibe hinter dem Kollimatorobjektiv ein runder heller Fleck, der genau in der Mitte der Mattscheibe liegen muß, wenn die Achsen des Fernrohrs und des Kollimators zusammenfallen Andernfalls ist die Lage des Spektrographen mit Hilfe der Schrauben, die zur Anbringung des Spektrographen am Fernrohr dienen, so lange zu ändern, bis der helle Fleck in die Mitte der Mattscheibe kommt

Auf dem Lick-Observatorium wurde ganz ähnlich verfahren [Lick Publ 16, S XXVf (1928)]

Es ist ganz natürlich, daß man sich beim Bau der ersten Spektrographen durch die Konstruktion der früher benutzten Astrospektroskope leiten ließ, deren mechanische Ausführung schon recht gut war Und so kam es, daß selbst

die ersten Spektrographen, z B der von VOGEL für das Potsdamer Observatorium gebaute, bereits eine hohe, wohl genügende Stabilität besaßen Das gilt wenigstens für die meisten Spektrographen mit mehreren Prismen, die einen viel gedrungeneren Aufbau zuließen, als die mit nur einem Prisma Trotzdem hat man auch später, als sich die Form der Spektrographen mehr oder minder änderte, niemals außer acht gelassen, eine möglichst hohe Festigkeit anzustreben Es mag z B auf den BRUCE-Spektrographen von E B FROST[1] und auf den Spektrographen V des Potsdamer Observatoriums[2] hingewiesen werden Letzterer ergab eine

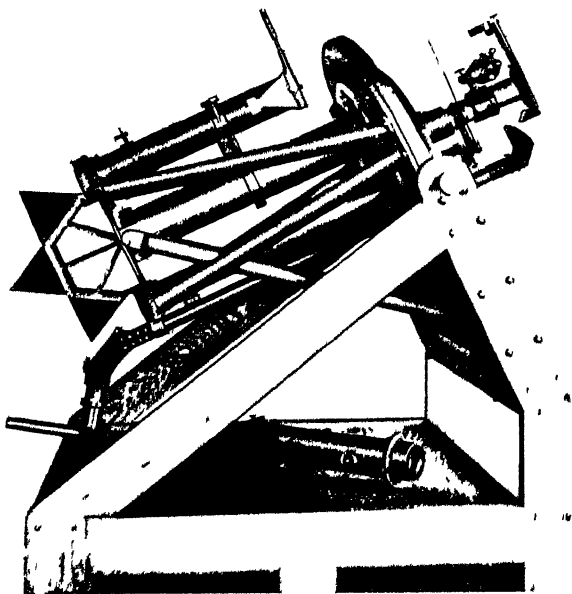



Abb 2 Der BRUCE-Spektrograph des Yerkes-Observatoriums

maximale Biegung von 0,0030 mm, ein Betrag, der sehr nahe gleich der maximalen Biegung des weiter unten beschriebenen zweiten MILLS-Spektrographen (0,0025 mm) ist

Es mag hier gleich noch erwähnt werden, daß diese älteren Apparate mit Hilfe eines Tellers oder Flansches (s die Abb 2, 3, 4) an das Fernrohr angeschraubt und so mit ihm fest verbunden wurden

7 Konstruktion von W. H WRIGHT Eine von allen früheren Apparaten abweichende Konstruktion, die einen hohen Grad von Biegungsfreiheit aufweist, hat W H WRIGHT angegeben WRIGHT betrachtet den Spektrographen als aus zwei voneinander ganz unabhängigen selbständigen Teilen bestehend, nämlich 1 der eigentliche Spektrograph, dieser soll ein in sich möglichst festes, sich nicht in sich biegendes Gebilde sein, 2 die Vorrichtung zur Verbindung dieses ersten Teiles mit dem Fernrohr Sie soll gleichfalls möglichst geringe Biegung aufweisen und den Spektrographen so halten, daß sich die doch immer noch verbleibende Biegung nicht auf die einzelnen Teile des Spektrographen übertragen und eine Biegung in ihm selbst erzeugen kann Der Fehler, der in der Biegung der Tragevorrichtung seinen Ursprung hat, besteht darin, daß die

[1] Ap J 15, S 1 (1902) [2] Z f Instrk 30, S 29 (1910)

Achsen von Fernrohr und Kollimator nicht ganz zusammenfallen, daß also in der Hauptsache nur ein kleiner Lichtverlust eintritt, während eine Biegung im Spektrographen selbst Fehler in den Werten der Radialgeschwindigkeit hervorruft und daher sich bei weitem schädlicher auswirkt als der erste Fehler. Da sich WRIGHTs Konstruktion ausgezeichnet bewährt hat und seitdem fast ausschließlich verwendet wird, sei sie mit des Verfassers eigenen Worten hier wiedergegeben[1].

"Heretofore most spectrographs have been fastened to the telescope somewhere near the slit end, and have projected outward from their supports, a form of

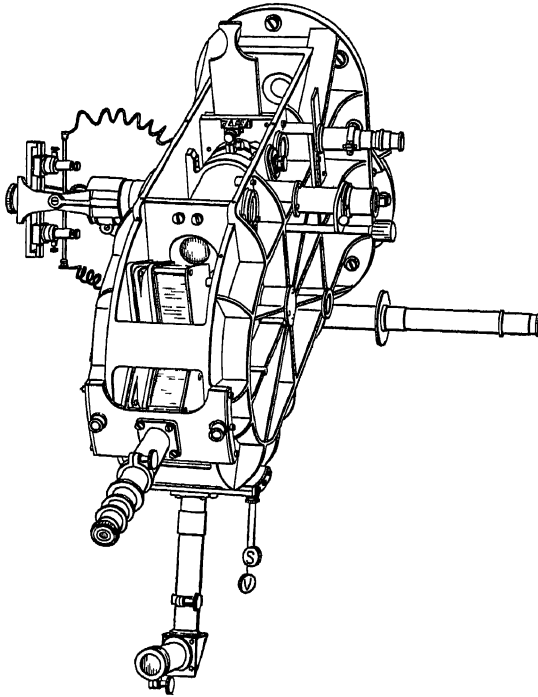
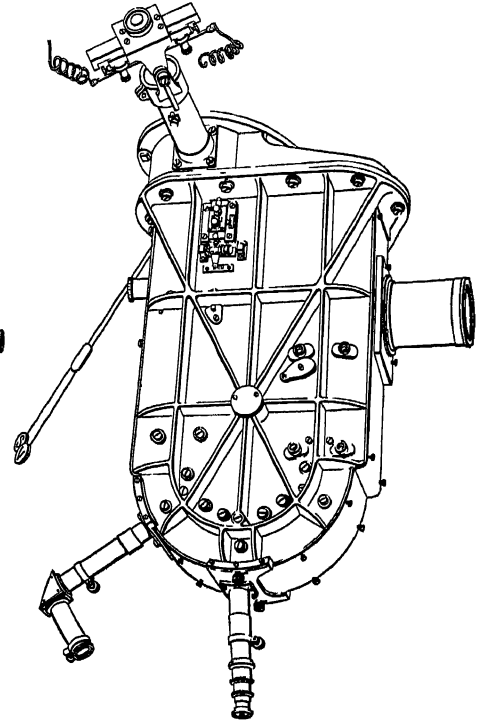



Abb. 3. Abb. 4.

Abb. 3 u. 4. Spektrograph V des Potsdamer Observatoriums.

mounting hardly calculated to give a minimum of flexure. As an engineering analogy, we may consider the case of a projecting beam, one end of which is securely fastened in a wall, as indicated in Fig. 8 (Abb. 5). Let Δ represent the maximum linear displacement due to the bending of the beam under its own weight, and α the maximum angular deflection. By resting the beam on two supports s_1 and s_2, one under each end, the corresponding quantities are reduced to

$$\Delta' = \frac{5}{48}\Delta, \qquad \alpha' = \frac{1}{2}\alpha$$

By bringing s_1 and s_2 closer together the flexure can be still further reduced, there being a value

$$f s_1 = s_2 g = \frac{l}{2}\left(1 - \frac{1}{3}\sqrt{3}\right) = 0{,}211\, l,$$

[1] Publ. Lick Obs. 9, S. 50f. (1907).

for which α'' vanishes and $\Delta'' = \frac{1}{205}\Delta$ Under such circumstances the relative positions of two pieces of apparatus, one at f and the other at g, would be unaffected by flexure, or what amounts to the same thing, by the position of the beam with reference to the vertical

Abb 5 Biegung eines Stabes

In designing the spectrograph an attempt was made to take advantage of the class of phenomena here exemplified by furnishing the spectrograph with a support near each end The instrument is shown in Fig 9 (Abb 6) It consists of a ribbed steel casting which, for want of a better name, we shall refer to as the main frame, to which are attached by screws the slit mechanism, the prism box, and the camera tube Each one of the latter three parts is independent of the other two The light passes from the slit to the collimator lens through a hole bored lengthwise through the main frame Near the upper end of this frame, and forming a part of it, is a circular disk at right angles to, and centered on, the axis of collimation This disk, the edges of which are turned to a spherical surface, fits into a cylindrical brass ring shown in the photograph The ring forms the forward, or upper, support of the spectroscope, and allows a motion of the instrument along, or rotation around, the line of collimation The other support consists of a rod swiveled in the main frame close to the prism box This rod has a free swing through a sufficient angle, in a plane which stands at right angles to the prism box and parallel to the axis of collimation These supports are themselves held in the framework or cradle of angle irons shown

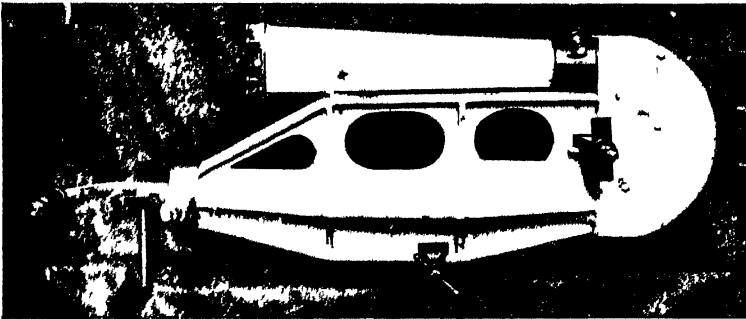



Abb 6 Zweiter MILLS-Spektrograph des Lick-Observatoriums

in Figs 9 and 10 (Abb 7 u 8) The ends of the upper rod are fastened securely to the channel iron cross-pieces, while those of the lower rest in slides, which, by means of hand screws shown in the figures, may be moved in a direction parallel to the axis of collimation By means of these screws, through the motion of the whole instrument, the slit is adjusted to the focus of the telescope

The prism box is made up of sheet steel reinforced inside by webs The prisms rest on buttons of hard rubber, which are screwed to one side of the box These buttons serve as good heat insulators between the glass and metal The prisms are held in place by hard rubber stops also fastened to the side of the prism box

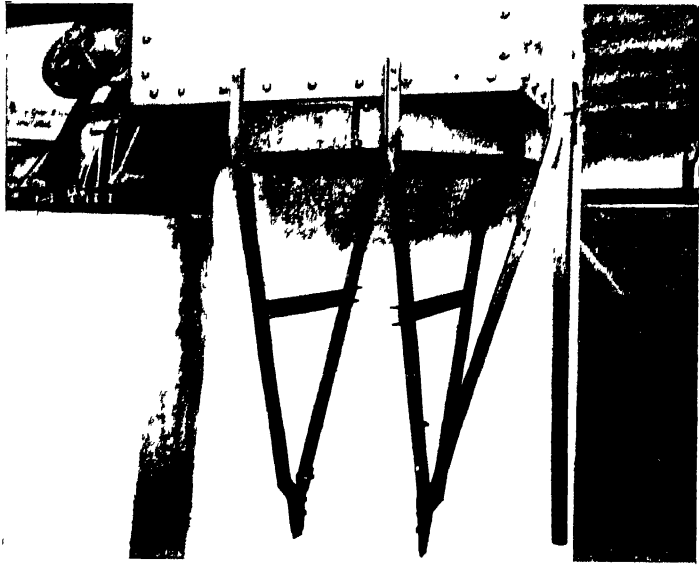



Abb 7 Das den Spektrographen tragende Gestell

These stops have to be adjusted with some care to insure freedom from strain in the prisms The latter are set in their computed places, which are marked on the side of the box, and are not otherwise adjusted for minimum deviation Flat springs rest against the tops of the prisms, and on these a light pressure is exerted by screws through the opposite side of the box

Abb 8 Der Spektrograph im Gestell

The camera is focussed by racking the objective along the axis of collimation The lens is mounted near the middle of a brass cylinder which moves longitudinally in a sleeve While there may be no good reason for condemning the use of a moving camera objective, our preference, based on experience with both systems, is for a stationary cell as being less liable to strain the lens

The alignment of the spectroscope in collimation is effected in one direction by means of nuts which secure the ends of the supporting

rods in the angle iron framework, and in the other through slotted holes for the screws which hold the two channel irons carrying the upper supporting rod to the rest of the framework

It will be seen that this system of mounting, while providing supports for the spectrograph at two points, precludes all possibility of any strain being transmitted from the supporting system to the instrument "

8 Konstruktion des Einprismenspektrographen von J S PLASKETT Wesentlich schwieriger ist es, dem Einprismenspektrographen einen einwandfreien mechanischen Aufbau zu geben infolge der weniger gedrungenen Form, welche er im Vergleich zum Dreiprismenapparat besitzt Obwohl auch hier schon manche ältere Apparate sich als durchaus genugend biegungsfrei erwiesen haben, hat man in neuerer Zeit fast allgemein die von W H WRIGHT angegebenen Konstruktionsprinzipien auch fur Einprismenspektrographen angewendet FRANK SCHLESINGER[1] (MELLON-Spektrograph), R H CURTISS (Detroit)[2], J S PLASKETT (Ottawa)[3] schlossen sich beispielsweise beim Bau ihrer Einprismenspektrographen eng an die Prinzipien WRIGHTs an Es mag hier die durch gute Abbildungen illustrierte Beschreibung von J S PLASKETT gleichfalls im Wortlaut abgedruckt werden

„The Mechanical Parts — As outlined above the instrument consists essentially of two parts—1 A rigid, hollow, triangular shaped, steel box containing at the obtuse angle the prism, and at the two acute angles the slit and plate and comprising the spectrograph proper, 2 the T iron frame or cradle attached to the end plate of the telescope, in which the spectrograph proper is flexibly supported, and which serves to keep it collimated without flexure of this support producing any stresses in the box itself

The Spectrograph Box The box consists of two triangular shaped plates made of hard saw steel about 1,7 mm thick forming the sides, while the edges consist of plates of the same material and thickness, 79,4 mm ($3^1/_2$ inches) wide In addition to the edges there are a number of internal braces and supports of the same material, well shown in Fig 4 (Abb 9), which gives a good idea of the construction of the box These braces as well as the edges of the box have pieces of small angle iron securely riveted along both edges, to which the side plates are firmly screwed These angle irons are not shown in the figure, as the frame was first put together, the angles then riveted on and finally the plates screwed to these angles and to the internal castings, the heads of the screws being shown on the side of the box in Fig 2 (Abb 10) It was constructed in this manner to prevent as far as possible any internal stresses in the frame of the box In addition there are iron castings A, B, C, D, E, F, Fig 4 (Abb 9), planed to exactly the same width as the edges and braces A, may be called the main casting, having a hole bored through the centre through which the principal supporting shaft passes The two legs projecting from the triangular part are bored out to fit the collimator and camera tubes The casting, D, is also bored out for the collimator tube and forms the end plate of the box, while the casting F, is bored out to carry the upper end of the camera tube C, and E, have clearance around them and do not touch the collimator tube, the upper support being attached to the centre of C The part, B, has the third supporting shaft screwed into the centre of each side, and also forms the connection between the box proper and the camera end The latter is made separate, so that camera objectives of different focal lenghts may be used if desired

[1] Publ Allegheny Obs 2, Nr 1 (1910)
[2] Publ Obs Michigan I, S 431 (1912)
[3] Report of the Chief Astronomer 1909, S 161ff Ottawa 1910

The prism is mounted in a separate cast-iron cell, but is prevented from touching the metal at any point by facings of hard rubber about 3 mm thick, and is kept in its adjusted position by hard rubber stops It is held firmly in this position in the cell by gentle pressure produced by three small clamp screws passing through the top of the cell and bearing upon one of the facings of hard rubber 3 mm thick, above mentioned, resting on top of the prism The base of the cell is surfaced flat, and rests in its compartment on one of the side plates, to which it is rigidly attached by five screws passing through slotted holes to permit of adjustment for minimum deviation

Collimator and camera tubes are provided with racks and pinions for adjustment, their position being read on millimetre scales, the one attached to the camera being provided with a vernier, reading to tenths of a millimetre The collimator tube is provided with two clamps screws, one at the top and one at the bottom bearing, while the camera tube has a single clamp screw at the front end The pinion and clamp wheels and the scales are well shown in Figs 2 (Abb 10) and 3 (Abb 11) The camera attachment, whose form and construction can be fairly well obtained from Figs 2 and 3, is built in box form of the same material, and is firmly screwed to the casting, *B*, Fig 4 (Abb 9), it and the spectrograph box thus forming what is to all intents and purposes one continuous piece Between the sides of the camera box, swivels the plate holder attachment which is quite similar in form to the one used with the other spectrograph It consists essentially of a semi-cylinder 79,4 mm long, 101,6 mm diameter, pivoted along its axis between the sides of the box to permit a wide range in plate inclination This cylinder is constructed from a section cut from a piece of 4-inch brass tubing, on the ends of which pieces of heavy brass plate are screwed and soldered, and on the plane of section is fastened the brass camera back provided with screws for clamping the holders firmly in place The plate holder carrier has solidly constructed ways permitting lateral movement of about 15 mm, enabling a number of narrow spectra to be made side by side on the same plate if desired The axis on which the camera back rotates is provided with knurled clamping wheels, while other screws moving in concentric slots enable adjustment and firm clamping to be effected in any desired position, read off on graduations on the cylinder

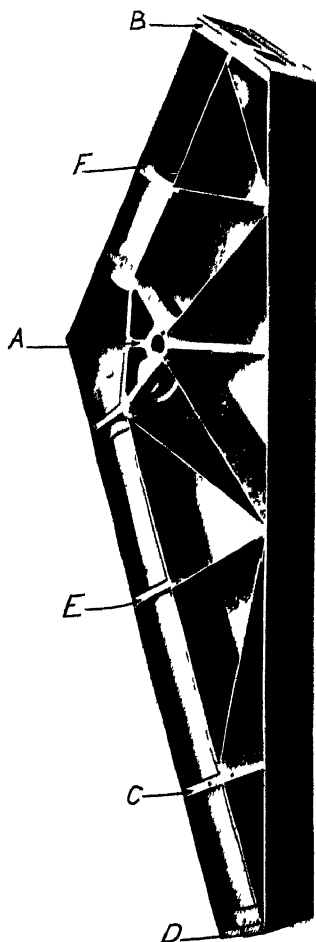



Abb 9 Einprismenspektrograph des Ottawa-Observatoriums

As will readily be seen from its design and construction and from the character of the material from which it is made, this spectrograph is exceedingly rigid and the flexure produced by changes of position, however supported, would

be very small This flexure however, is reduced to a vanishingly small quantity by the new supporting system used in this instrument The self-contained spectrograph box is, as has been indicated above, supported flexibly on three points in the carrying cradle

The Supporting Cradle — This truss made of $1^{3}/_{8}''$ T steel is attached at the upper end to a heavy ring casting, which is fastened by the same three swivel bolts used for the other spectrograph to the end plate of the telescope, the mode

Abb 10 Einprismenspektrograph des Ottawa-Observatoriums

of attachment being shown in Fig 3 (Abb 11), which with Fig 4 (Abb 9), well shows the form of the truss It is evident that the only flexure of this truss in a direction parallel to the sides of the spectrograph will be that due to the extension of one arm and compression of the other in each pair, and this will hence be very slight Owing to the fact that these two pairs of trusses had to be separated about 20 cm at the lower end to admit the spectrograph with outside temperature case between them, it is evident that flexure in a direction at right angles, parallel to the movement in right ascension, will be greater This is minimized as much as possible by joining the two ends by a solid webbed casting and by introducing

cross braces at the upper end of the truss as shown At small hour angles, however, which it is desirable for many reasons to use as far as possible, the component of the weight in this direction will be very small and the flexure negligible Even at large hour angles which are sometimes required, the flexure cannot be great In any case from the method of attaching cradle and box to be presently described, no flexure of the cradle can induce any stresses in the box and the only effect of such flexure will be to slightly alter the axis of collimation of the spectrograph This can not, however, induce any displacement of the spectral lines, not only on account of its relatively small magnitude but also because it can occur practically only parallel to the spectrum lines and to the refracting edge of the prism, which have no effect on the position of the line

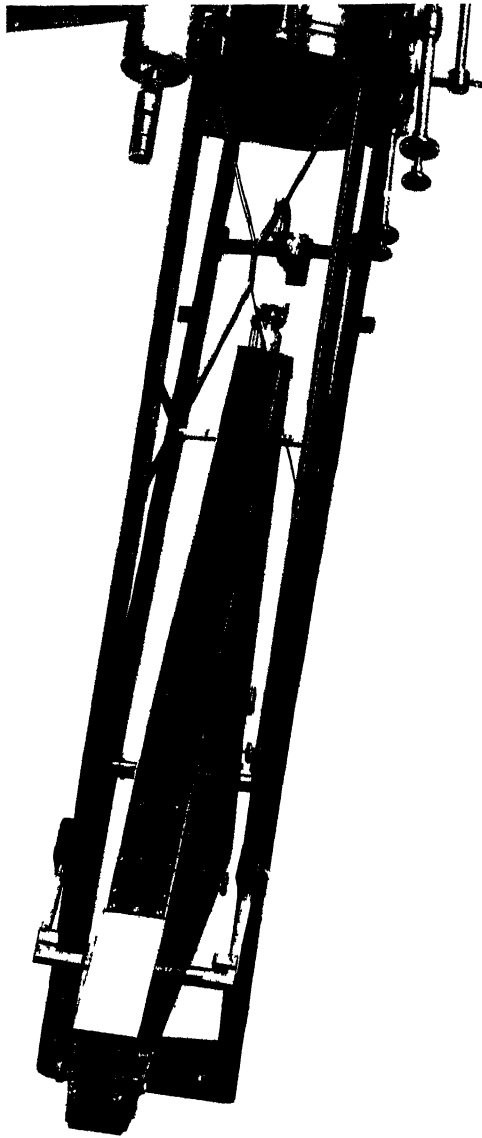



Abb 11 Einprismenspektrograph des Ottawa-Observatoriums

This principal and central support and connection between cradle and box consists of a shaft 1 inch (25,4 mm) diameter passing through the hole in the main casting This shaft is left the full size of the hole only for about 2 mm at the centre, so that the box is free to swivel in every direction around the centre to the extent of 2 or 3 degrees This swivelling motion is, however, limited, by projecting points on the shaft at the ends of the hole, to one parallel to the motion in right ascension and to the slit, rotation around the axis of collimation being prevented Consequently any flexure of the cradle can not induce any distorting stress in the box

The upper supporting shaft has a transverse hole in the centre through which a pin screwed into casting C passes, thus allowing longitudinal motion parallel to the axis of collimation as well as swivelling motion in every direction

The third point of support consists of shafts rigidly screwed into the centre of each side of casting B A second short shaft at each side carried by plates

screwed to the cradle, as shown (Figs. 2 [Abb. 10] and 3 [Abb. 11]), is placed about 2,5 cm from the first in a direction which, if produced would nearly pass through the centre of mass of the box. A lever attached to these two shafts at each side in such a way as to allow more than sufficient motion without binding, carries a counterbalancing weight, the combined resultant upward thrust of the two on the box being computed to equal the proportional part of the weight that should be carried by this support.

The box is hence carried equally on the three supports without any possibility of distortional stresses occurring in it due to flexure of the cradle, the only effect of such flexure being to slightly change the axis of collimation, which at the utmost can only induce displacements of the second order in the position of the spectral lines."

9. Gitterspektrograph von P. W. Merrill und E. C. Nichols. Einen mechanisch sehr stabilen, sehr leistungsfähigen Sternspektrographen mit einem Plangitter haben P. W. Merrill und E. C. Nichols für das Mt. Wilson-Observatorium konstruiert. Da ein solcher Spektrograph nur selten und für ganz spezielle Zwecke (Photographie der roten und ultraroten Teile der Sternspektra) gebraucht wird, soll eine Beschreibung desselben hier nicht gegeben, sondern nur auf die von P. W. Merrill hingewiesen werden[1].

10. Anordnung der Beobachtungen zu möglichster Vermeidung der Biegung. Eine völlige Vermeidung der Biegung dürfte wegen der Elastizität und der Plastizität der zum Aufbau verwendeten Metalle kaum möglich sein, sie ist aber auch nicht erforderlich, denn es kommt nur darauf an, daß während der Belichtungszeit keine Änderung der Biegung eintritt. Es ist daher auch zweckmäßig, nicht sofort nach der Einstellung des Fernrohrs auf den Stern mit der Spektralaufnahme zu beginnen, sondern erst nach einiger Zeit, damit der Apparat Gelegenheit hat, einen stabilen Zustand und damit innere Ruhe zu erreichen. Bei sehr langen Belichtungen ist die Aufnahme, wenn irgendmöglich, symmetrisch um den Meridian herum zu machen, da in dieser Lage die Änderung der Biegung gering ist. Man ersieht dies aus einer von R. H. Curtiss aufgestellten Formel[2], welche die Beziehung zwischen der durch Biegung entstehenden Verlagerung F einer Spektrallinie gegen ihre mittlere Lage in der Richtung der Geschwindigkeitsverschiebung (die Verlagerung ist positiv nach dem roten Ende des Spektrums hin), den Koordinaten δ, t des Sterns und der geographischen Breite φ gibt

$$F = \pm F_m [-\sin\varphi \cos(\delta + \alpha) + \cos\varphi \sin(\delta + \alpha) \cos t],$$

worin F_m der maximale Wert von F im Meridian ist (+ wenn das Fernrohr östlich vom Pfeiler liegt und nach einem Punkt nördlich vom Zenit gerichtet ist). Die Achse der Biegung ist die Linie durch den Spalt in der Ebene der Dispersion des Spektrographen. Sie liegt vertikal, wenn $F = 0$ ist. Schließlich ist α der Winkel zwischen dieser Biegungsachse und der Achse des Fernrohrs bzw. des Kollimators. Beträgt die Biegung zur Zeit

$$t_1 \qquad F = F_1,$$
$$t_2 \qquad F = F_2,$$

so stellt

$$F_2 - F_1 = \pm F_m \cos\varphi \sin(\delta + \alpha) [\cos t_2 - \cos t_1]$$

die Änderung der durch die Biegung erzeugten Linienverschiebung während der Expositionszeit $t_2 - t_1$ dar. Das obere bzw. untere Vorzeichen bezieht sich auf die östliche bzw. westliche Lage des Fernrohrs.

[1] Ap. J. 74, S. 188 (1931) = Mt. Wilson Contr. Nr. 432.

[2] Publ. Obs. Michigan 1, S. 46f. (1912). Man vergleiche hierzu auch Publ. Allegheny Obs. 2, S. 5f. (1912).

Im großen und ganzen kann gesagt werden, daß man den Einfluß der Biegung auf die Genauigkeit der Beobachtungen ebenso überschätzt hat wie zu anderen Zeiten den Einfluß optischer Mängel oder nicht genügender Temperaturkonstanz. Alle durch diese Einflüsse in die Messungen hineinkommenden Fehler sind bei einigermaßen brauchbaren Apparaten ganz wesentlich geringer als die Fehler, die infolge unrichtiger Einstellung des Sterns auf den Spalt (Einstellfehler) oder mangelhaften Haltens auf dem Spalte während der Belichtung (Haltefehler) entstehen und gleichfalls systematischer Natur sind.

c) Spektrographenobjektive.

11. Spektrographenobjektive. Die Anforderungen an die Schärfe der Abbildung bei Objektiven für Sternspektrographen sind sehr hohe, da die Genauigkeit der Messungen der Spektren, welche fast stets nur eine geringe lineare Ausdehnung haben, in weit höherem Maße von der guten Abbildung abhängt als bei Spektren sehr großer linearer Ausdehnung, wie es z. B. die von den großen Gitterspektrographen der Laboratorien erzeugten sind. Es ist weiterhin wesentlich, daß ein möglichst großer Wellenlängenbezirk in den aufgenommenen Sternspektren gemessen werden kann, namentlich bei Aufnahmen mit geringer Dispersion.

Die Forderungen, die man an das Kollimatorobjektiv zu stellen hat, sind indessen leicht zu erfüllen. Die Kollimatorlinse soll den in seiner Achse befindlichen Spalt scharf ins Unendliche abbilden und außerdem gut achromatisiert sein. Es genügt daher meist ein Objektiv vom Typus des astronomischen Fernrohrs, welches zur besseren Achromatisierung aber aus drei statt aus nur zwei Linsen zusammengesetzt ist. Sein Öffnungsverhältnis ist klein, da der Kollimator, wenn irgend möglich, eine große Brennweite im Vergleich zu seiner Öffnung haben soll. Entstehen Schwierigkeiten im mechanischen Aufbau eines Spektrographen durch einen sehr langen Kollimator, so kann nach dem Vorgang von P. W. Merrill[1] statt des astronomischen Objektives ein geeignetes Teleobjektiv als Kollimatorlinse verwendet und dadurch ein gedrängterer Aufbau des Spektrographen erreicht werden.

Wesentlich höher sind die Ansprüche, die an das Kameraobjektiv zu stellen sind. Es soll das ganze ausgedehnte Sternspektrum auf der ganzen Platte zu scharfer Abbildung bringen, ohne daß die Platte zu stark gegen die optische Achse der Kamera geneigt werden muß, und in den meisten Fällen soll es ein großes oder sogar sehr großes Öffnungsverhältnis, also eine relativ kurze Brennweite besitzen, damit der Spektrograph möglichst lichtstark wird. Das sind Bedingungen, die selbst heute bei dem hohen Stande der technischen Optik sich nicht restlos erfüllen lassen, so daß man besonders bei Objektiven von sehr großem Öffnungsverhältnis meist auf völlige Schärfe der Abbildung verzichten muß. K. Schwarzschild[2] hat die Aufgabe, ein Kameraobjektiv für Spektrographen zu berechnen, theoretisch behandelt, nachdem schon J. Hartmann[3] und J. Wilsing[4] sich mit diesem Problem beschäftigt hatten. Es sei auf diese drei Abhandlungen hingewiesen.

Bei den älteren Spektrographen ist als Kameraobjektiv ein Objektiv vom Typus des astronomischen Fernrohrs verwendet worden. Es ist zur Bestimmung der Radialgeschwindigkeiten meist nur ein sehr kleines Stück des Sternspektrums gemessen worden, das sich durch ein solches Objektiv mit guter Schärfe abbilden

---

[1] Ap J 68, S. 425 (1928); 74, S. 209 (1931) = Mt Wilson Contr Nr. 432.
[2] Sitzber Akad Wiss Berl, Math Phys Kl 1912, S. 1220.
[3] Z f Instrk 24, S. 257 (1904).
[4] Z f Instrk 26, S. 101 (1906).

läßt. Da es sich damals um die Untersuchung der helleren und hellsten Sterne handelte, brauchte das Objektiv auch kein großes Öffnungsverhältnis zu besitzen, das sich ja bei dieser Art von Objektiven nicht herstellen läßt. So wurde seine Öffnung meist etwas größer als die des Kollimatorobjektives, seine Brennweite gleich oder ein wenig kleiner als dessen Brennweite gewählt. Es ist bekannt, daß ältere Spektrographen dieser Art Resultate von ganz ausgezeichneter Genauigkeit lieferten. Erst später, als man zu schwächeren Sternen überging, wurde die Frage der Lichtstärke des Spektrographen aktuell und damit auch die nach der Herstellung von Kameraobjektiven mit großem Öffnungsverhältnis.

Zunächst griff man zu den lichtstarken Objektiven, die der Photograph für seine Zwecke verwendet, und manche Typen dieser Objektive, beispielsweise die Tessare von ZEISS, erwiesen sich als sehr brauchbar, so daß sie auch jetzt noch vielfach Verwendung in Sternspektrographen finden.

Dann berechneten HARTMANN und SCHWARZSCHILD ihre „Chromate“, letzterer einen Typus vom Öffnungsverhältnis 1 : 4,5, deren Ausführung von ZEISS in Jena übernommen wurde. Diese Objektive ermöglichen eine sehr scharfe Abbildung eines großen Stückes des Sternspektrums, erfordern aber eine ziemlich starke Neigung der Platte gegen die optische Achse, was gewisse Schwierigkeiten mit sich bringt. Eine gering fehlerhafte Einstellung des Fokus erzeugt merkliche Fehler in den Radialgeschwindigkeiten.

Eine große Zahl von Kameraobjektiven verschiedener Typen hat 1909 J. S. PLASKETT[1] auf ihre Eignung für Spektrographen mit einem oder drei Prismen untersucht. Er ist 1923 nochmals auf dieses Thema zurückgekommen, als er den Spektrographen für das Victoria-Observatorium konstruierte[2]. Inzwischen hatte G. W. MOFFITT[3] Kameraobjektive von großem Öffnungsverhältnis (bis 1 : 2) berechnet, die ein modifizierter PETZVAL-Typus sind. J. S. PLASKETT hat ein solches von 3 inch Öffnung und 10 inch Brennweite mit dem obenerwähnten Spektrographen ausprobiert und gefunden, daß es bei zwei oder drei Prismen ausgezeichnete Definition und ein ebenes Feld gibt, während letzteres bei Verwendung von nur einem Prisma stark konvex gekrümmt ist. PLASKETT führt aus, daß diese Konvexität von den chromatischen Aberrationen der Linsen von Kollimator und Kamera herrührt. Diese Aberration wird bei Verwendung von zwei oder drei Prismen nahezu kompensiert durch die normale Bildfeldkrümmung der Kameralinsen. MOFFITT hat dann aber auch für Einprismenspektrographen ein Kameraobjektiv vom Öffnungsverhältnis 1 : 3 berechnet und hergestellt.

Ein Kameraobjektiv mit dem extrem großen Öffnungsverhältnis $o/f = 1,6$ hat 1930 W. B. RAYTON konstruiert. Es ist die achtfache Vergrößerung eines Mikroskopobjektives und besitzt 50 mm Öffnung bei 32 mm Brennweite. M. L. HUMASON[4] hat es bei einem Spektrographen für das 100 inch-Teleskop (Cassegrainfokus) des Mt. Wilson-Observatoriums verwendet und zur Aufnahme der Spektra der schwächsten Objekte, besonders der kleinen schwachen Spiralnebel, benutzt. Der Kollimator dieses Spektrographen hat eine Brennweite von 61 cm, das Flintglasprisma einen brechenden Winkel von 60°. Die Dispersion pro mm beträgt 418 Å bei $\lambda = 4350$. Als Spaltweite wird für Sterne 0,18 mm, für Nebel 0,20 bis 0,60 mm verwendet. Die Definition der Spektra ist nach der Aussage von HUMASON sehr gut. Für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeit von Sternen eignet sich dieser Spektrograph wegen der sehr kleinen Dispersion

[1] Ap J 29, S 290 (1908), Report of the Chief Astronomer for 1909, S 170 Ottawa 1910.
[2] Pop Astr 31, S 659 (1923), Ap J 59, S 65 (1924).
[3] J Opt Soc Amer 8, S 365 (1924).
[4] Ap J 71, S 351 (1930) = Mt Wilson Contr Nr 400.

nicht, der wahrscheinliche Fehler einer Sternaufnahme beträgt ±50 km, bei Nebelaufnahmen ±100 km. Bei den enormen Radialgeschwindigkeiten dieser Objekte spielt aber ein solcher Fehler keine Rolle. Der Spektrograph eignet sich aber für das Studium der Spektra sehr schwacher Sterne, wie der Novae in Spiralnebeln. Dieses RAYTON-Objektiv hat die Expositionszeiten im Verhältnis von 1 : 2 bis 1 : 3 gegenüber dem vorher benutzten Kameraobjektiv herabgemindert, so daß sich noch Nebel spektrographieren lassen, deren Aufnahme früher ganz aussichtslos war. HUMASON gibt in seiner Abhandlung (The Rayton Short-Focus Spectrographic Objective[1]) einige Abbildungen, welche es gestatten, sich eine Vorstellung von den Aufnahmen mit diesem Spektrographen zu machen. Nähere Angaben über die Optik dieser Kameralinse hat W. B. RAYTON in seiner Abhandlung „Two High-speed Camera Objectives for Astronomical Spectrographs" gemacht[2].

Wie man aus vorstehenden Erörterungen sieht, lassen sich allgemeine Vorschriften, welches Kameraobjektiv für einen bestimmten Spektrographen geeignet ist, nicht geben. Es ist vielmehr durch praktische Versuche mit verschiedenen Objektivtypen festzustellen, welches zu wählen ist. Da heute zahlreiche Objektive auch mit sehr großem Öffnungsverhältnis (bis zu 1 : 1) in ausgezeichneter Ausführung im Handel sind (Kinoobjektive), wird sich wohl stets eines finden lassen, welches für den speziellen Zweck brauchbar ist.

d) Die Spaltblende.

12. Allgemeines. Die Radialbewegung eines Sterns gegen die Erde wird aus der Verschiebung des Sternspektrums gegen das Spektrum einer auf der Erde befindlichen künstlichen Lichtquelle bestimmt. Die Spektra beider Lichtquellen dürfen auf der Platte nicht zusammenfallen, es muß daher eine Vorrichtung vorhanden sein, die es gestattet, während der Belichtung der Vergleichslichtquelle den Teil des Spaltes zu verdecken, durch den das Sternlicht geht. Bedingung für die Abblendevorrichtung ist, daß der Weg des Lichtes der Vergleichslichtquelle möglichst nahe identisch ist mit dem Weg des Lichtes des Sterns im Spektrographen oder mit anderen Worten: Die Kollimatorlinse muß völlig erleuchtet sein durch das Licht, welches von jedem Punkt der beleuchteten Stelle des Spaltes herrührt. Wenn früher öfters eine Vakuumröhre mit leuchtendem Wasserstoff oder Helium in so großer Entfernung vom Spalte als Vergleichslichtquelle benutzt wurde, daß nur ein sehr geringer Teil des vom Fernrohrobjektiv kommenden Sternlichtes verlorenging, so ist die obige wesentliche Bedingung nicht erfüllt gewesen. Die Kollimatorlinse war nur unvollständig und anders als durch den Stern erleuchtet, durch optische Mängel in den Linsen oder in den Prismen wurden die Radialgeschwindigkeit fehlerhaft werden.

Eine zweite Bedingung, und zwar mechanischer Art, kommt hinzu. Ist die Spaltblende so eingerichtet, daß sie im Verlauf der Aufnahme bewegt oder verschoben werden muß, so darf die ganze Einrichtung nicht auf dem Spaltkopf angebracht sein, da dieser durch die Bewegung der Blende leicht, wenn auch vielleicht nur wenig, aus seiner Lage gegen die anderen optischen Teile des Spektrographen gebracht werden kann. Die Blendenvorrichtung soll in diesem Fall an dem Gehäuse des Spektrographen oder an dem Gestell, mit welchem dieser am Fernrohr angesetzt wird, angebaut sein. Die einfachste derartige Vorrichtung ist eine verschiebbare Blende, welche in der einen Lage das Licht des Sterns durchläßt und das der Lichtquelle abblendet, in der anderen Lage den Spalt für die Lichtquelle frei läßt, ihn aber für den Stern bedeckt.

[1] Ap J 71, S. 351 (1930) = Mt Wilson Contr. Nr. 400.
[2] Ap J 72, S. 59 (1930).

13. Die Spaltblende von J. HARTMANN. Als Beispiel einer einfachen, aber sehr praktischen Spaltblende sei die von J. HARTMANN[1] beschrieben. Dicht vor dem Spalt ist ein Schieber aus Messingblech angebracht, der sich senkrecht zur Richtung des Spaltes etwa 2 cm hin und her bewegen läßt. Der Schieber enthält eine Öffnung von der aus Abb. 12 ersichtlichen Form. Der mittlere Teil der Öffnung ist ein Rechteck $ABCD$ von etwas mehr als der Höhe des Spaltes und von genügender Breite. An diese Öffnung setzt sich links ein gleichschenkliges Dreieck EFG, welches ermöglicht, einem in der Mitte des Spaltes erzeugten Spektrum eine beliebige Breite von etwa 3 mm herab bis zu etwa 0,1 mm zu geben. Nach rechts hin setzt sich an die Seite BC ein Rechteck $HIKL$, in welches eine dem Dreieck EFG ähnliche Zunge MNO hineinragt. Durch diese Zunge kann man eine bis zu 3 mm lange Strecke in der Mitte des Spaltes zudecken, während neben derselben der Spalt zur Aufnahme der Vergleichsspektren frei bleibt. Um den Vergleichsspektren eine Breite gleich der des Sternspektrums zu geben, ist auf dem Schieber noch ein zweiter, kleinerer angebracht, der nur eine dreieckige Öffnung PQR enthält, die in ihrer Form möglichst der Zunge MNO gleicht, von welcher sie beim Gebrauche, wie aus Abb. 13 ersichtlich, zum Teil ausgefüllt wird. Dieser obere Schieber läßt sich auf dem unteren in der Richtung senkrecht zum Spalte um einige Millimeter verschieben und wird vom Stege S durch Reibung festgehalten. Je nachdem man ihn in einer mehr oder weniger nach links gelegenen Stellung auf dem unteren Schieber einstellt, bekommen die Vergleichsspektra eine größere oder geringere Breite. Die Bewegung der ganzen Blende wird seitlich begrenzt durch die verstellbaren Anschlagschrauben U und V, gegen welche der Vorsprung T, der auch zugleich als Griff dient, stößt. Durch diese Anschläge ist es ermöglicht, stets wieder genau dieselben Stellen der Blende vor den Spalt zu bringen und so während einer Reihe von Aufnahmen allen Spektren die gleiche Breite zu geben. Die HARTMANNsche Blende ist möglichst nahe vor dem Spalt anzubringen. Da sie aber bewegt wird, wenn man vom Sternspektrum auf das Vergleichsspektrum übergeht oder umgekehrt, soll sie am Spektrographengestell und nicht am Spaltkopf selbst befestigt sein. Zur Belichtung des Vergleichsspektrums wird in den Lichtweg ein Spiegel eingeschoben bzw. vorgeklappt, der 45° gegen die Kollimatorachse geneigt ist und das Licht einer kleinen, seitlich befindlichen Bogenlampe in den Spektrographen hineinreflektiert.

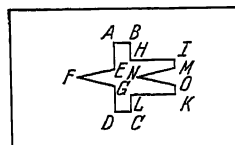



Abb. 12. Spaltblende nach HARTMANN.

Abb. 13. Spaltblende nach HARTMANN.

14. Die Spaltblende von W. H. WRIGHT. Während bei dieser Art Spaltblende die Belichtung durch den Stern unterbrochen werden muß, wenn das Vergleichsspektrum aufkopiert wird, ist dies bei der von W. H. WRIGHT konstruierten Blende nicht erforderlich. Da auch diese sich als sehr zweckmäßig erwiesen hat und bei neueren Apparaten vielfach in mehr oder minder geänderter Form angewendet wird, werde auch sie hier beschrieben[2].

In dem oberen Teil der Abb. 14 ist die Blende von vorn gesehen in der Ebene senkrecht zur Kollimatorachse, im unteren Teil ist ein Durchschnitt durch den Kollimator und den Spalt gegeben. Es ist ss' der Spalt, P, P' sind

[1] Z. f. Instrk. 20, S. 57 (1900) = Ap. J. 12, S. 16 (1900). [2] Ap. J. 12, S. 274 (1900).

kleine Reflexionsprismen, die auf beweglichen Schlittenführungen c, c' befestigt sind. Letztere können durch eine rechts- und linkshändig geschnittene Schraube M bewegt werden, so daß die Höhe des Spaltes beliebig verändert werden kann. L und L' sind Kondensorlinsen von 19 mm Brennweite, welche die zwischen den Eisenelektroden I und I' überspringenden Funken auf dem Spalte in den Punkten i und i' abbilden. Die Linien IL und $I'L'$ machen einen Winkel von 8° mit der Spaltplatte, die Winkel bei i und i' betragen 49°. Da die Lage des Brennpunktes des Lick-Refraktors bei Temperaturänderungen ziemlich stark variiert und der ganze Spektrograph sich nicht in Richtung der optischen Achse des

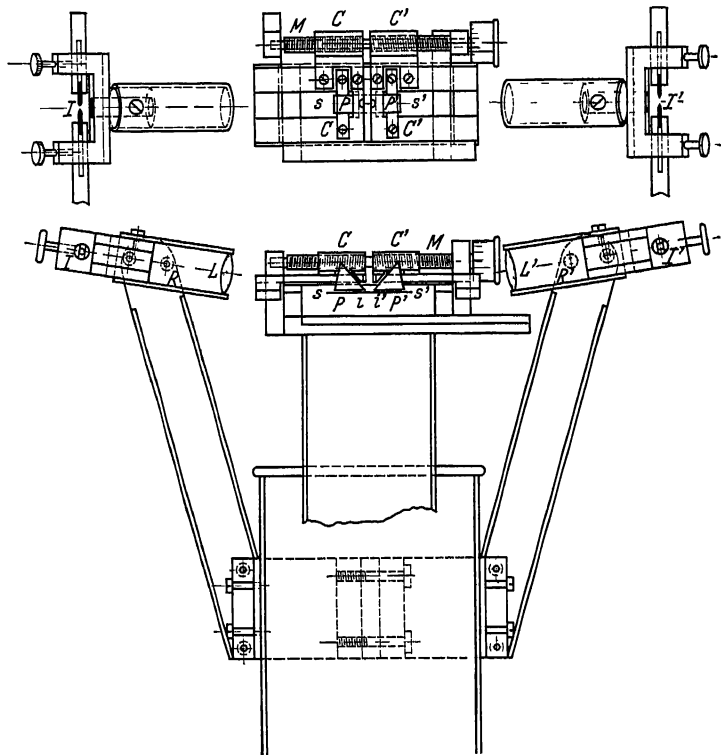



Abb. 14. Spaltblende von W. H. Wright.

Refraktors verschieben läßt, mußte der Kollimator verschiebbar gemacht werden und die Spaltblende nebst den Vergleichslichtquellen am Kollimator selbst, statt am Spektrographengestell angebracht werden, so daß die zweite obige Bedingung nicht erfüllt ist. Bei dem sehr stabilen Aufbau des Lickspektrographen sind aber Störungen hierdurch nicht eingetreten, zumal die ganze Vorrichtung für die Aufkopierung der Vergleichsspektren nicht berührt zu werden braucht, wenn sie erst einmal vor Beginn der Arbeiten eingestellt ist. Den beiden Linsen L und L', welche die Funken zwischen den Elektroden auf den Spalt projizieren, ist eine größere Öffnung (9 mm) als nötig (2 mm) gegeben worden, damit die Kollimatorlinse unter allen Umständen voll und gleichmäßig erleuchtet ist. Natürlich sind trotzdem die Linsen und die Elektroden genau zu justieren.

W. H. Wright benutzt als Vergleichsspektrum das Funkenspektrum zwischen Eisenelektroden. Bei den meisten neueren Spektrographen wird aber

das Bogenspektrum zwischen geeigneten Metallelektroden (Fe, Ti, Legierungen von Fe + Ti, Fe + V usw) bevorzugt Es ist dann an Stelle der Projektionsvorrichtung zur Erzeugung des Funkens eine kleine Bogenlampe angebracht, die an das Lichtnetz angeschlossen wird und es gestattet, einen Bogen bei niedrigerer Stromstarke zu brennen Durch Vorschaltung einer geeigneten Mattscheibe wird das Licht des Bogens diffus gemacht

15 Die Spaltblende von J S Plaskett Eine Vereinigung der Vorzuge beider oben beschriebenen Spaltblendenvorrichtungen ist in der von J S Plaskett[1] konstruierten erreicht worden, deren Hauptteile nun noch kurz beschrieben werden sollen Genau uber dem Spalt sind zwei rechtwinklige Prismen angebracht, welche das Licht der Vergleichslampe von seiner ursprunglichen Richtung, senkrecht zur optischen Achse des Kollimators und ebenfalls senkrecht zum Spalt ablenken, und es so durch den Spalt hindurch in den Spektrographen hineinreflektieren Die Kanten der Prismen liegen parallel zum Spalt, nicht senkrecht wie bei der Wrightschen Konstruktion Sie konnen in Kontakt gebracht oder symmetrisch zur Mitte der Lange des Spaltes voneinander entfernt werden mit Hilfe einer rechts- und linkshandig geschnittenen Schraube Die Fassungen der Prismen, der Mechanismus zur Trennung derselben und die Prismen selbst konnen als Ganzes senkrecht zum Spalt bewegt werden, in der Richtung zur Lichtquelle hin oder von ihr hinweg Die Prismen werden nebst ihren Fassungen durch dunne Metallplatten gehalten, welche sich genau uber den Spaltbacken befinden, ohne sie aber zu beruhren Diese Metallplatten haben die Gestalt der Abb 15 und dienen gleichzeitig als Blenden zur Begrenzung der Lange und Lage des Stern- und des Vergleichsspektrums Die keilformige Öffnung *a* zwischen den beiden Platten begrenzt die Breite des Sternspektrums

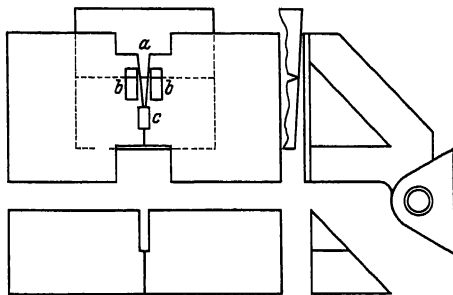



Abb 15 Spaltblende von Plaskett

Sind die Platten und Prismen in Kontakt, so gibt die keilformige Öffnung *a* eine Breite des Sternspektrums von 0 bis 0,5 mm Damit das Licht des Sterns zum Spalt kann, ist eine rechteckige Kerbe von genugender Breite in die Kanten der Prismen eingeschliffen, und zwar da, wo sie uber die keilformige Öffnung *a* kommen Außerhalb dieser Öffnung sind zwei rechteckige Öffnungen *b*, *b* von 1 mm Breite und 6 mm Lange in jede der beiden Platten gemacht, so daß das Vergleichslicht, welches von den Hypotenusen der Prismen reflektiert wird, durch den Spalt hindurchgehen und ein Vergleichsspektrum zu beiden Seiten des Sternspektrums erzeugen kann, genau symmetrisch zu diesem, mit Linien von stets derselben Lange und demselben Abstand voneinander, solange die Distanz der Prismen nicht geandert wird Fur die Sternaufnahmen sind die Prismen und die Diaphragmenplatten in Kontakt, die Breite des Sternspektrums kann beliebig zwischen 0 und 0,5 mm dadurch eingestellt werden, daß die ganze Spaltblendenvorrichtung so weit verschoben wird, bis die gewunschte Breite erreicht ist Stets sind die zwei Öffnungen *b* fur das Vergleichsspektrum uber dem Spalt, das Vergleichsspektrum kann also aufgenommen werden, wann und so oft es gewunscht wird, ohne daß der Spaltkopf beruhrt oder die Sternbelichtung unterbrochen wird Plasketts Spaltenblendenvorrichtung hat gegenuber der

[1] Publ Dom Astrophys Obs Victoria, B C 1, S 85 (1922)

von WRIGHT den Vorzug, daß nur eine Lichtquelle und nicht zwei verschiedene für die Aufkopierung des Vergleichsspektrums nötig sind. Die Vergleichslinien erscheinen daher auf der photographischen Platte in der gleichen Intensität zu beiden Seiten des Sternspektrums, was sich wohl mit der WRIGHTschen Vorrichtung nur schwer erreichen läßt. Weiterhin ist die Vergleichslichtquelle nicht am Kollimatorrohr befestigt, sondern am Spektrographengestell, und ist somit völlig getrennt vom Spaltkopf.

16. Wann und wie oft soll das Vergleichsspektrum aufkopiert werden? Die Frage, wie oft und wann man das Vergleichsspektrum aufkopieren soll, ist viel erörtert worden. Meist genügt es, vor und nach der Sternaufnahme das Vergleichsspektrum zu belichten, evtl. noch ein drittes Mal in der Mitte der Aufnahme. Am Lick-Observatorium finden vier Belichtungen des Vergleichsspektrums statt:

1. die starken Fe-Linien auf die eine Seite des Sternspektrums,
2. „ schwachen „ „ „ andere „ „ „
3. „ schwachen „ „ „ erste „ „ „
4. „ starken „ „ „ zweite „ „ „

W. H. WRIGHT hat ganz allgemein[1] untersucht, wie man am besten die Belichtungen des Vergleichsspektrums während einer Sternaufnahme anordnet. Die Änderung der Biegung und auch eventuelle Temperaturänderungen im Spektrographen verlaufen nicht proportional der Zeit t. Wenn man sich die Lage einer Spektrallinie als Funktion der Zeit, gezählt von der Mitte der Exposition, durch eine Potenzreihe $x = a + bt + ct^2 + dt^3 + \cdots$, dargestellt denkt, ist die mittlere Lage x_0 des kontinuierlich während der Zeit T aufgenommenen Sternspektrums durch $x_0 = a + \frac{c}{12} T^2$ gegeben. Bei diskontinuierlichen Aufnahmen des Vergleichsspektrums hat man daher darauf zu achten, daß im Mittel derselben das quadratische Glied den Faktor $c/12$ erhält, während die ungeraden Potenzen durch symmetrische Anordnung gegen die Mitte der Belichtung von selbst herausfallen. Bei der Besprechung der Arbeit von WRIGHT führt KÜSTNER[2] noch folgendes aus: Wird das Fe-Spektrum zu Anfang und zu Ende aufgenommen, so erhält c den Faktor $\frac{1}{4}$, so daß ein Fehler von $\frac{c}{6} T^2$ in der Lage der Fe-Linien relativ gegen die Sternlinien entsteht. Es wäre dann eine Aufnahme in der Mitte, deren Fehler $\frac{c}{12} T^2$ sein würde, noch vorzuziehen. Verläuft die photographische Lichtwirkung proportional der Zeit, so kann der verlangte Faktor $c/12$ und damit die genaue Elimination der quadratischen Zeitglieder so erzielt werden, daß man das Fe am Anfang τ sec, in der Mitte 4τ sec und am Ende nochmals τ sec exponiert (SIMPSONsche Regel). Bei längeren Sternaufnahmen zieht es KÜSTNER vor, zur besseren Elimination unregelmäßiger und zufälliger Änderungen im Spektrographen mehr Fe-Spektra aufzunehmen und diese zum Teil nicht auf, sondern dicht nebeneinander zu legen, was mit der HARTMANNschen Blende möglich ist, weil so in jedem gegebenen Fall die tatsächlich eingetretene Verschiebung durch die Messung scharf kontrolliert werden kann. Es stehen dann zahlreiche Kombinationen zur Verfügung, die den Faktor $c/12$ entweder streng oder mit hinreichender Genauigkeit ergeben und die sich allmählich dem Grenzfall sehr zahlreicher, gleich langer, in sehr kurzen Pausen erfolgender Expositionen nähern. Das Idealste wäre es natürlich, das Vergleichsspektrum kontinuierlich mit dem Stern aufzunehmen. Die Spaltblendevorrichtung von WRIGHT würde dies gestatten.

[1] Ap J 12, S. 277 (1900). [2] A N 166, S. 205 (1904).

17 Spaltweite und Expositionszeit Die größte Spaltweite, die angewendet werden darf, ist die, welche dem Durchmesser des vom Fernrohr erzeugten Sternbildchens entspricht Es ist dabei der Luftruhezustand zu berucksichtigen, von dem die Große des Sternscheibchens weitgehend beeinflußt wird Man vergleiche hierzu die wertvollen Untersuchungen von NEWALL[1], der diesem Umstande eine besondere Behandlung gewidmet hat

Eine jede Verengerung des Spaltes erzeugt einen Lichtverlust und damit eine Verlangerung der Expositionszeit Dieser Lichtverlust entsteht aus zwei Ursachen erstens tritt bei Verengerung des Spaltes uberhaupt weniger Licht in den Apparat hinein und zweitens wird das Beugungsbild des erleuchteten Spaltes verandert Die sekundaren Lichtmaxima des Beugungsbildes rucken bei Verengerung des Spaltes weiter ab von der optischen Achse, und das zentrale Beugungsbild verbreitert sich Von einer gewissen Spaltbreite ab fallen nun zuerst die Nebenmaxima und bei weiterer Verengerung des Spaltes auch Teile des zentralen Bildes nicht mehr auf das Kollimatorobjektiv, sondern auf die Wande des Kollimatorrohrs Es geht also Licht verloren, und zwar um so mehr, je enger der Spalt ist

Eine experimentelle Untersuchung der Verhaltnisse ruht von J H MOORE[2] her Er richtete den Lick-Refraktor, an welchem der neue MILLS-Spektrograph angesetzt war, nach dem Nordhimmel und nahm bei verschiedenen Spaltbreiten Spektra des Himmelslichtes auf Die Expositionszeiten wurden so abgestimmt, daß alle Spektra sehr nahe gleiche Schwarzung aufwiesen Aus diesen Versuchen ergaben sich die in der nebenstehenden Tabelle angefuhrten Zahlen Tragt man die Spaltweiten als Abszissen, die Expositionszeiten als Ordinaten auf und zieht eine Kurve durch die so erhaltenen Punkte, so zeigt sich, daß diese Kurve eine starke Krummung aufweist und bei kleinen Spaltweiten sehr steil ansteigt Ware keine Beugung vorhanden, so wurden die Intensitaten und angenahert auch die Expositionszeiten proportional der Spaltweite sein, und die Kurve wurde zu einer gegen die Abszissenachse geneigten Geraden Der Lichtverlust infolge von Beugung ist also sehr merklich, und er wachst besonders schnell bei kleinen Spaltweiten

Spaltweite	Expositionszeit
0,102 mm	13,0 sec
89	15,0
76	17,5
63	22,0
51	30,0
46	34,5
38	42,5
33	49,5
30	55,0
25	66,0
23	77,0
20	86,5
18	103,0
15	134,0
13	172,0

Dieser Lichtverlust wurde sich kompensieren lassen dadurch, daß man dem Kollimatorobjektiv eine entsprechend großere Öffnung geben wurde bei unveranderter Brennweite Hierdurch wurde freilich die Reinheit P des Spektrums nach der Formel von SCHUSTER abnehmen und man mußte das Auflosungsvermogen R des Prismensystems entsprechend vergroßern, wenn die Reinheit unverandert erhalten werden soll Dieses Verfahren durfte schließlich durch technische Schwierigkeiten (sehr große Prismen) begrenzt sein

Es bleibt daher in allen Fallen, in denen es sich um die Aufnahme der Spektren lichtschwacher Sterne handelt, nichts weiter ubrig, als auf eine große Reinheit zu verzichten und das einfachste Mittel anzuwenden den Spalt so weit zu offnen, wie es der Durchmesser des durch das Fernrohr erzeugten Sternbildchens bei mittlerer Luftruhe erlaubt Die Lichtmenge, die dann in den Spektrographen hineinkommt, ist die großtmogliche, und die Schwachung durch die Beugung halt sich in maßigen Grenzen Die Dauer der Exposition hangt

[1] M N 65, S 618 (1905) [2] Lick Bull 3, S 42 (1904) = Ap J 20, S 285 (1904)

dann von dem Verhaltnis der Brennweiten des Kollimator- und des Kameraobjektives ab Je langer der Kollimator im Verhaltnis zur Kamera ist, um so kurzer wird die Belichtungszeit

Beispielsweise gibt J H MOORE 0,033 mm als die haufigst angewendete Spaltweite des neuen MILLS-Spektrographen an, und er fuhrt aus, daß die Reinheit der Spektren immer noch genugend groß ist, so daß die Genauigkeit der Messung des Spektrums nicht leidet

Kommt es darauf an, die Spaltweite genau zu kennen, so genugt es nicht, sie mit der die Spaltbacken bewegenden Schraube zu messen, da der Nullpunkt der Spaltweite, d h die Schraubeneinstellung, bei der der Spalt vollig geschlossen ist, sich nicht genau festlegen laßt und außerdem nicht konstant bleibt, sondern sich bei haufigem Gebrauch der Spaltschraube verschiebt Es ist dann ein Verfahren zu wahlen, das NEWALL[1] ausgearbeitet hat und „diffractional method of estimating slit-widths" nennt Im allgemeinen wird dieser Fall nur selten vorkommen

18 Spaltweite und Reinheit des Spektrums Die Spaltweite bestimmt nicht nur die Expositionszeit, die notig ist, um mit einem gegebenen Spektrographen das Spektrum eines Sternes bestimmter Helligkeit zu erhalten, sondern auch die „Reinheit" (Purity) des Spektrums Als Beziehung zwischen Spaltweite s und Reinheit P benutzt man die bekannte Formel von A SCHUSTER[2]

$$P = \frac{\lambda R}{\lambda + s\psi},$$

in der R das Auflosungsvermogen, λ die Wellenlange und ψ das Öffnungsverhaltnis (angulare Öffnung) des Kollimators ist Inwieweit diese Formel fur astrospektrographische Aufnahmen angewendet werden darf, wo kontinuierliche Spektren mit Absorptionslinien die Regel sind, wahrend die Ableitung der Formel fur diskontinuierliche Spektren (Emissionsspektren) gilt[3], ist bisher nicht untersucht worden Ebensowenig liegt ein quantitativer Vergleich der Formel mit den Ergebnissen von Versuchen vor Es finden sich nur vereinzelte Angaben, wo nach dieser Formel berechnete, also theoretische Reinheiten mit den aus entsprechenden Beobachtungen folgenden Werten verglichen sind Im allgemeinen zeigt sich aus diesen Angaben, daß die tatsachliche Reinheit nahe gleich der berechneten ist, so daß man hieraus wohl schließen darf, daß die Formel von SCHUSTER wenigstens qualitativ richtige Werte auch fur kontinuierliche Spektren gibt

Beispielsweise gibt W W CAMPBELL[4] fur den MILLS-Spektrographen, dessen Kollimatoroffnung 37,4 mm, Kollimatorbrennweite 722 mm ist, folgende Zahlen $R = 74{,}2$, $s = 0{,}0084$ mm, $P = \frac{1}{2}R = 37{,}1$ Es mußten danach zwei monochromatische Linien noch trennbar sein fur $\Delta\lambda = 0{,}117$ A Die Beobachtung zeigte, daß bei dieser Spaltweite die Linien λ 4348,003 und λ 4348,130 ($\Delta\lambda = 0{,}127$) leicht getrennt werden konnten Sie waren gerade noch getrennt fur eine Spaltweite von 0,012 mm, fur welche Spaltbreite die theoretische Trennung $\Delta\lambda = 0{,}142$ A ist

Mit einer Spaltweite von $s = 0{,}02$ mm, $P = 21{,}9$ ist nach der Formel $\Delta\lambda = 0{,}198$ A Die beiden Linien des Sonnenspektrums λ 4320,907 und 4321,119 ($\Delta\lambda = 0{,}212$ A) zeigten sich vollig getrennt, und sie blieben getrennt, bis der Spalt auf 0,029 mm geoffnet wurde Die dieser Spaltweite entsprechende

[1] M N 65, S 609 (1905)

[2] H KAYSER, Handb der Spektroskopie I, S 551ff u 576ff (1900), A SCHUSTER, Introduction to the Theory of Optics, S 140ff 1904, The Optics of the Spectroscope Ap J 21, S 97 (1905)

[3] A SCHUSTER, Introduction, S 148

[4] Ap J 8, S 135 (1898)

theoretische Zahl wurde $\Delta\lambda = 0,261$ A sein Diese Angaben beziehen sich samtlich auf eine visuelle Beobachtung des Spektrums

CAMPBELL hat aber auch einige Zahlen fur photographische Aufnahmen gegeben Mit EASTMAN lantern plates ließen sich Linien gerade noch bis $\Delta\lambda = 0,15$ A trennen, Linien mit $\Delta\lambda = 0,20$ A waren weit getrennt Mit hochempfindlichen Platten und einer Spaltweite von 0,02 mm waren auf einigen Sternspektrogrammen die Linien λ 4337,216 und λ 4337,414 ($\Delta\lambda = 0,198$ A) gerade noch getrennt, das ist genau die theoretische Grenze fur $s = 0,02$ mm Letztere Angaben zeigen außerdem, wie stark die Reinheit des Spektrums durch die Korngroße der photographischen Emulsion beeinflußt wird Analoge Resultate wurden mit dem Spektrographen IV (3 Prismen, Öffnung des Kollimators 30 mm, Brennweite 300 mm, Kamerabrennweite 350 mm) des Potsdamer Observatoriums erhalten Bei Anwendung fast kornloser, lichthoffreier Platten ließen sich die beiden Cr-Linien λ 4333,617 und λ 4333,882 des Sonnenspektrums bei einer Spaltweite von $s = 0,01$ mm gerade eben noch trennen, wenn die Exposition genau richtig war und eine geeignete Entwicklungsmethode angewendet wurde Auf hochempfindlichen Platten war nicht nur keine Trennung mehr vorhanden, sondern diese Doppellinie hob sich nur noch so wenig von dem kontinuierlichem Grunde ab, daß sie nur mit geringer Genauigkeit zu messen war

Die Trennungsfahigkeit eines Spektrographen wird bei Aufnahmen von Sternspektren niemals wirklich ausgenutzt, da sie durch den photographischen Prozeß in sehr erheblichem Maße herabgesetzt wird, indem die lineare Ausdehnung des Spektrums auf der Platte fast stets viel zu gering ist im Verhaltnis zur Größe des Kornes der Emulsionsschicht Eine Verlangerung der Kamerabrennweite oder die Verwendung sehr feinkorniger Platten erhoht daher die praktische Trennungsfahigkeit des Spektrographen, die stets wesentlich kleiner als die wirkliche ist

Es kommt auch hinzu, daß Spaltweiten, wie sie notig sind, um die volle Reinheit zu erreichen, die ein gegebener Spektrograph liefern konnte, sich in der Praxis kaum anwenden lassen aus dem Grunde, daß die zu spektrographierenden Objekte fast immer zu lichtschwach sind Bei der Aufnahme schwacher Sterne muß der Spalt so weit geoffnet werden, als es moglich ist, ohne daß zu große Fehler in den Radialgeschwindigkeiten entstehen Bei der Aufnahme lichtschwachster Objekte wie der Spiralnebel wird der Spalt sogar so weit geoffnet, daß das resultierende Spektrum gerade noch eine durch seine Liniengruppen erzeugte Struktur zeigt, einzelne Linien aber mit Ausnahme der Kalziumlinien *H* und *K* uberhaupt nicht mehr sichtbar sind Nur unter dieser Bedingung lassen sich Spektra dieser außerst lichtschwachen Objekte erhalten

Spektra, die mit so großen Spaltweiten aufgenommen sind, lassen sich naturlich nicht mehr auf die Weise ausmessen, wie sonst Sternspektra gemessen werden Man verfahrt so, daß man Spektra von hellen Sternen mit bekanntem Spektraltypus und mit bekannter Radialgeschwindigkeit unter Anwendung ebenso großer Spaltweite wie das lichtschwache Objekt aufnimmt und die beiden Spektren dann im Spektrokomparator von HARTMANN oder nach dem Verfahren von CURTISS miteinander vergleicht und die Verschiebung beider Spektren gegeneinander mißt Eine hohe Genauigkeit laßt sich naturlich nicht erreichen, sie ist auch wohl meist nicht notig

Einen praktischen Versuch, in welchem Maße eine Erweiterung des Spaltes die Messungen ungenauer macht, stellte J S PLASKETT[1] an Er benutzte teils einen Spektrographen mit einem Prisma (Kamerabrennweite 525 mm), teils

[1] Ap J 28, S 259 (1908)

einen mit drei Prismen (Kamerabrennweite 525 mm bzw. 275 mm) und nahm mit Spaltweiten von 0,025, 0,038, 0,051, 0,076 mm 66 Platten von β Orionis auf. Als Resultat ergab sich, daß wenigstens bei Sternen der frühen Typen eine Spaltbreite von 0,051 mm ohne jede Schädigung der Genauigkeit verwendet werden kann. Systematische Fehler traten nicht auf und die zufälligen erhöhten sich nicht. Bei Benutzung der größeren Dispersion konnte der Spalt ohne Schaden sogar noch weiter als 0,051 mm geöffnet werden. Da der Durchmesser des Sternbildchens im Brennpunkte des Ottawa-Refraktors selbst bei den kürzesten Expositionen selten kleiner als 0,055 mm ist, kann man diesen unerwarteten Befund wohl damit erklären, daß die Luftunruhe und die erheblich längere Belichtungszeit, die bei der Benutzung der großen Dispersion auch bei großer Spaltweite nötig war, so wirkten, als wäre der Spalt in seiner ganzen Breite (0,076 mm) gleichmäßig erleuchtet. Bei Benutzung des Spektrographen mit der kleinen Dispersion traten dagegen bei einer Spaltweite von 0,076 mm systematische Fehler im Betrag von $+2$ km auf, auch wuchsen die zufälligen Fehler recht merklich an.

Wie die vorstehenden Ausführungen zeigen, spielt die Reinheit des Spektrums in der Astrospektrographie nicht die große Rolle wie bei Versuchen im Laboratorium. Die Lichtstärke ist der maßgebende Faktor, die Reinheit des Astrospektrographen ist auch stets weit höher, als sie in der Praxis ausgenutzt werden kann. In einigen Fällen, wie bei der Untersuchung und Identifizierung der einzelnen Linien des Spektrums der hellsten Sterne, ist freilich eine möglichst hohe Reinheit nötig. Man muß Spezialinstrumente für diese Zwecke bauen, die dieser Notwendigkeit Rechnung tragen.

e) Hilfsapparate für den Spektrographen.

19. Der Thermostat und Temperaturregler. In Ziff. 2 ist gezeigt worden, daß der Spektrograph während des Gebrauches auf sehr nahe konstanter Temperatur gehalten werden muß, wenn einwandfreie Aufnahmen gelingen sollen. Man hat zuerst geglaubt, dies dadurch erreichen zu können, daß man den Apparat in schlechte Wärmeleiter (wollene Decken, Federkissen, Pelze usw.) einhüllte, aber bald bemerkte man, daß hierdurch der Wärmeaustausch nur verzögert, aber nicht verhindert wird. Bei länger andauernder gleichmäßiger Abnahme der äußeren Luftwärme findet schließlich die Temperaturabnahme innen und außen mit derselben Geschwindigkeit statt. Man muß also eine Vorrichtung um den Spektrographen herum schaffen, die es ermöglicht, den Apparat künstlich zu erwärmen, so daß die Temperatur desselben trotz Sinkens der äußeren Lufttemperatur ungeändert erhalten wird. Ein Steigen der Lufttemperatur während der Beobachtungen, die in den Abend- und Nachtstunden angestellt werden, tritt erfahrungsgemäß nur ganz selten auf, man braucht also auf diesen Ausnahmefall nicht Rücksicht zu nehmen. Es würde technisch auch nicht leicht sein, für einen Astrospektrographen eine Einrichtung zu schaffen, die auch bei steigender Lufttemperatur die Temperaturkonstanz des Spektrographen gewährleistet. Für fest aufgestellte Spektrographen wie die in einem Laboratorium genügt es, sie in einen überall geschlossenen Metallkasten zu bringen und diesen in ein Wasserbad konstanter Temperatur, etwa fließendes Wasser aus einer städtischen Wasserleitung, zu setzen oder ihn mit schmelzendem Eis zu umgeben. Deslandres[1] hat, wohl als einziger, diesen naheliegenden Weg beschritten, obwohl er für einen mit einem Fernrohr verbundenen Spektrographen nicht zu empfehlen ist wegen der großen Belastung des Fernrohrs und der

[1] B. A. 15, S. 49 (1898).

unbequemen Handhabung Es ist daher besser, die sehr seltenen Nächte mit Temperaturanstieg als ungeeignet für spektrographische Beobachtungen anzusehen und sie zu anderen zu verwenden

Eine Konstanthaltung der Spektrographentemperatur bei abnehmender Luftwärme bietet dagegen keinerlei Schwierigkeiten, da sich überall leicht eine regulierbare oder sich automatisch regulierende elektrische Heizeinrichtung bauen läßt Als erster hat H C LORD[1] eine derartige Einrichtung konstruiert und benutzt CAMPBELL und WRIGHT[2] folgten ihm bald nach, und seitdem ist wohl kein Sternspektrograph ohne eine solche Vorrichtung in Gebrauch Im Prinzip sind diese Heizapparate sämtlich gleich gebaut, sie unterscheiden sich nur in kleinen, meist unwichtigen Einzelheiten, so daß es genügt, hier einen einzigen als Beispiel zu beschreiben

20 Der Thermostat von J HARTMANN Als solcher sei der von J HARTMANN[3] gewählt, der auf Grund eingehender thermischer Versuche ausgedacht ist und sich in langjährigem Gebrauch in jeder Beziehung bewährt hat HARTMANN

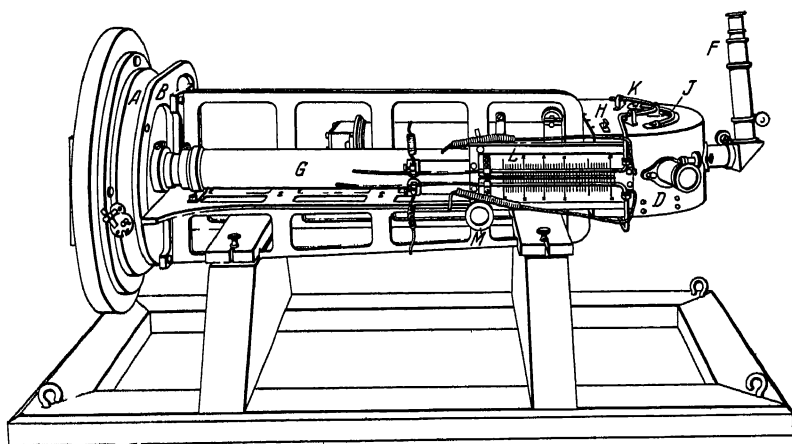



Abb 16 Der Spektrograph III des Potsdamer Observatoriums

bringt, wie vor ihm CAMPBELL und WRIGHT, das Kontrollthermometer (*K* der Abb 16), das die Temperatur regelt, nicht im Innern der Prismenbüchse an, sondern außerhalb derselben in einem geräumigen, leichten Holzkasten, der den ganzen Spektrographen umschließt Diese Anordnung bietet den Vorteil, daß schon jede kleine Temperaturänderung, die außerhalb der Prismenbüchse eintritt, rechtzeitig durch Einschalten des Heizstromes korrigiert werden kann HARTMANN geht noch einen Schritt weiter, indem er auf beiden Seiten der Prismenbüchse je ein solches Kontrollthermometer anbringt, damit Schichtungen der Temperatur im Kasten möglichst unschädlich gemacht werden In Abb 17 ist das Thermometer innerhalb der Prismenbüchse mit *J*, das eine der langen, halbkreisgebogenen Gefäße von zwei Quecksilberkontaktthermometern[4] außerhalb der Prismenbüchse mit *K* bezeichnet Die Kapillaren dieser beiden Thermometer sind durch mehrfache Biegung nach der Seite des Kollimators hingeführt, wo sie parallel nebeneinander auf ihren Skalen *L* befestigt sind Dicht unter

[1] Ap J 8, S 65 (1898) [2] Ap J 11, S 259 (1900)
[3] Z f Instrk 21, S 313 (1901), Ap J 15, S 172 (1902)
[4] Statt der Quecksilberkontaktthermometer sind auch Metallthermometer oder Thermosäulen benutzt worden, die manche Vorteile vor dem Quecksilberthermometer besitzen [Publ Lick Obs 9, S 54 (1907)]

dem Ende der Skalen sind Platindrähte bis zum Kontakt mit dem Quecksilber eingeschmolzen. Durch das offene Ende der 0,5 mm weiten Kapillaren sind zwei 0,3 mm starke Platindrähte eingeführt, die durch Zahntrieb mittels des Schlüssels *M* auf beliebige Punkte der Skalen eingestellt werden können. Der ganze Apparat ist in einen Holzkasten eingeschlossen, der noch durch wärmeisolierende Stoffe gegen plötzliche oder sehr rasche Wärmeänderungen, z. B. durch starken Wind, geschützt werden kann (Abb. 17). Im Innern des Kastens sind den halbkreisförmigen Grundflächen der Prismenbüchsen gegenüber zwei elektrische Heizkörper angebracht; der eine dieser Körper ist auf dem geöffneten Deckel in Abb. 17 zu sehen. Es ist ein hölzerner Rahmen *OO*, der innen zwei Glasstäbe trägt, zwischen denen ein 20 m langer, 0,24 mm starker Neusilber-

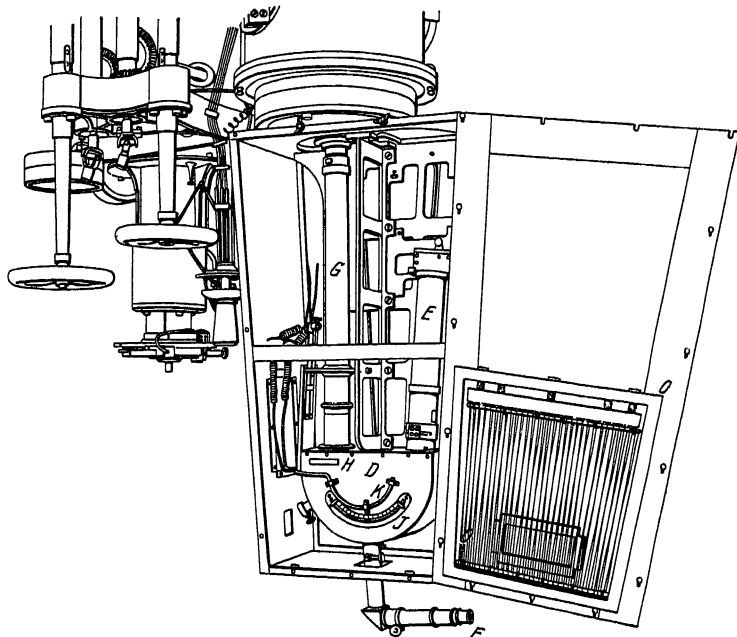



Abb. 17. Die Heizeinrichtung des Spektrographen III (Potsdam).

draht in zahlreichen Windungen hin und her gezogen ist. Durch Spiralfedern werden die Drähte bei allen Temperaturen straff erhalten. Der Rahmen ist in 1 cm Abstand von der Wand des Kastens befestigt, und auf der dem Spektrographen zugewendeten Seite ist, ebenfalls in 1 cm Abstand vom Rahmen, ein den ganzen Heizkörper überdeckender Schirm aus blankem Weißblech angebracht (in Abb. 17 ist der Schirm entfernt, um die Heizdrähte sichtbar zu machen). Rings um den Heizkörper herum kann daher völlig unbehinderte Luftströmung stattfinden. Diese Strömung im Innern des Kastens ist von größter Wichtigkeit, da ohne dieselbe leicht starke Wärmeschichtungen und folglich ungleiche Erwärmungen der einzelnen Teile des Apparates eintreten könnten. Um schon durch die Heizung selbst eine Luftströmung im Kasten hervorzurufen, hat HARTMANN die Heizkörper nicht über die ganzen Flächen des Kastens ausgedehnt, sondern, wie in der Abb. 17 ersichtlich, auf denjenigen Teil des Kastens beschränkt, der während der Beobachtungen am tiefsten liegt. Bei der Erwärmung der Drähte wird die warme Luft zunächst nach oben steigen und die dort befindliche abgekühlte Luft herunterdrücken. Erst wenn die erwärmte

Luft auf diese Weise wieder bis zu den Kontrollthermometern K gelangt ist, steigen diese und bewirken dadurch die Unterbrechung des Heizstromes. Um schädliche Wärmeschichtungen im Kasten möglichst auszuschließen, hat Hartmann die Heizung in zwei ganz selbständige, völlig voneinander unabhängige Teile zerlegt: das obere in der Abb. 17 sichtbare Kontrollthermometer K reguliert nur den Strom in dem im Deckel des Kastens befindlichen, in der Abbildung ebenfalls sichtbaren Heizkörper, während das unter der Prismenbüchse befindliche Thermometer unabhängig davon den unteren Heizkörper reguliert. Hat man daher beide Kontrollthermometer vor der Beobachtung auf dieselbe Temperaturhöhe eingestellt, so ist man sicher, daß auf beiden Seiten der Prismenbüchse dauernd dieselbe Temperatur vorhanden sein wird.

In neueren Ausführungen der Heizeinrichtung sind im Innern des Kastens noch zwei kleine Elektromotoren mit fächerähnlichen Windflügeln untergebracht, durch deren Bewegung eine gute Durchmischung der Luft im Innern des Heizkastens erzeugt wird[1].

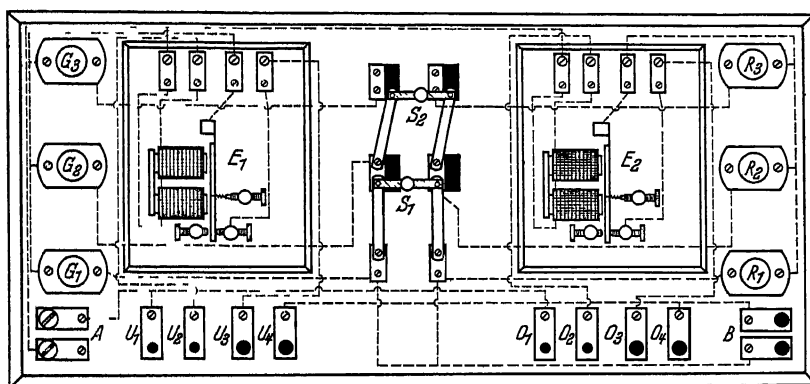



Abb. 18. Das Schaltbrett für die Heizeinrichtung.

Die acht Drahtleitungen (vier zu den Quecksilberkontaktthermometern und vier zu den Heizspiralen) sind zu zwei 5 m langen Kabeln vereinigt und führen nach einem auf dem Beobachtungsstuhl angebrachten Schaltbrett, dessen Anordnung in Abb. 18 dargestellt ist. Auch das Schaltbrett hat zwei getrennte, vollkommen gleichartige Hälften. Die rechte Hälfte entspricht der oberen Heizung, die linke der unteren, in die Stöpselkontakte $O_1 O_2 O_3 O_4$ und $U_1 U_2 U_3 U_4$ werden die Enden der Kabeldrähte eingeführt. Die Stöpsellöcher $O_3 O_4$ und $U_3 U_4$ für die Heizung besitzen einen größeren Durchmesser als die anderen für die Kontrollthermometer, so daß ein Verwechseln der Leitungen nicht möglich ist. Durch die beiden Klemmen A wird der Strom eines Leclanché-Elements zugeführt. Derselbe geht, wie das Schaltschema Abb. 18 zeigt, durch die Elektromagnete der beiden auf Ruhestrom eingestellten Relais E_1 und E_2 und nach den Klemmen $O_1 O_2$ und $U_1 U_2$. Haben die Quecksilberfäden der Thermometer Kontakt mit den Platindrähten, so ist der Relaisstrom geschlossen, die Anker der Elektromagneten sind angezogen und hierdurch ist der Heizstrom unterbrochen. Sinkt eines der Thermometer unter die eingestellte Temperatur, so wird der betreffende Relaisstrom unterbrochen, der losgelassene Anker des Elektromagneten schließt den entsprechenden Heizstrom.

[1] D. Gill, Description of the Cape Observatory, Part II, S. 30. 1913. Publ. Dom. Astrophys. Obs. Victoria, 1, S. 92 (1922).

Letzterer wird durch die beiden Klemmen B der Schaltbretter zugefuhrt, er wird dem Lichtnetz (110 Volt) entnommen Zunachst wird er nach den beiden Doppelschaltern S_1 und S_2 gefuhrt, welche es ermoglichen, je nach Bedarf drei verschiedene Widerstande einzuschalten und hierdurch seine Starke zu andern

Als Widerstande benutzt HARTMANN Gluhlampen, die in die Fassungen $R_1 R_2 R_3$ und $G_1 G_2 G_3$ eingeschraubt werden Sind beide Schalter nach rechts gelegt (wie S_2 in Abb 18), so geht der Strom nur durch die Lampe R_1 bzw G_1, von da nach dem Relais und, falls dieses geschlossen ist, durch das Kabel nach dem Heizkorper Schließt man die Verbindung bei S_1, indem man diesen Schalter wie in der Abbildung nach links legt, so geht der Strom gleichzeitig durch die parallel geschalteten Lampen R_1 und R_2 bzw G_1 und G_2 usw

Um die beiden Heizkreise leicht unterscheidbar zu machen, hat HARTMANN die der oberen Heizung entsprechenden Lampen (R) rot, die der unteren (G) grun gefarbt An dem in gleichmaßigen Intervallen erfolgenden Aufleuchten der roten und der grunen Lampen kann der Beobachter ohne weiteres kontrollieren, ob die ganze Heizeinrichtung richtig funktioniert Die Einstellung der Platinkontakte der Kontrollthermometer K hat nach folgenden Überlegungen zu geschehen Man beabsichtigt, vom Momente dieser Einstellung an die Temperatur der Prismen konstant zu halten, und zu diesem Zwecke mußte man die Kontakte der augenblicklichen Prismentemperatur entsprechend einstellen Die Prismentemperatur ist aber nicht bekannt, denn das Thermometer J zeigt die Temperatur der Luft in der Prismenbuchse, aber nicht die der Prismen an, die nur sehr langsam einer Temperaturanderung folgen HARTMANN[1] hat nun gezeigt, daß ein dem Abkuhlungsgesetz folgender Korper stets sehr nahe diejenige Temperatur besitzt, welche in der umgebenden Luft $1/\gamma$ Minuten vorher geherrscht hat γ ist die Konstante des NEWTONschen Abkuhlungsgesetzes, sie kennzeichnet die Geschwindigkeit, mit der ein Instrument einer gegebenen Temperaturschwankung folgt Fur den Spektrographen III des Potsdamer Observatoriums hat HARTMANN gefunden $1/\gamma = 92$ Danach werden sich die Prismen sehr nahe auf der Lufttemperatur befinden, die etwa $1^1/_2$ Stunde fruher beim Apparate herrsche Letztere wird an einem neben dem Spektrographen angebrachten Thermographen entnommen Man konnte ubrigens die Prismentemperatur auch durch ein mit den Prismen selbst verbundenes Thermoelement messen

21 Der Thermostat von J S PLASKETT Heizeinrichtungen, welche der oben beschriebenen ahnlich sind, haben sich uberall fast stets bewahrt Bei sehr starkem Temperaturabfall hat aber PLASKETT[2] in Ottawa mehrfach gefunden, daß die Temperatur in der Prismenbuchse wahrend weniger Beobachtungsstunden um fast einen halben Grad fiel, obwohl die Temperatur im Heizkasten stationar blieb Nach PLASKETT ist dieser Temperaturabfall eine Folge der Warmeleitung in den metallischen Teilen des Spektrographen, welche der freien Luft und dadurch rascher und starker Abkuhlung ausgesetzt sind, d h in dem nicht im Heizkasten befindlichen oberen Teile des Spektrographen und in dem Spaltkopf J S PLASKETT hat, durch diese Beobachtung veranlaßt, dem Ausbau der Heizeinrichtung des Victoria-Spektrographen ganz besondere Aufmerksamkeit gewidmet, um eine wirkliche, dauernde Temperaturkonstanz im Spektrographen zu erreichen Nach dem Vorgang von D GILL[3] versah er dieses Instrument mit einem „CALLENDAR regulator and recorder" der Cambridge Scientific Instrument Co , welcher nicht nur die Temperatur konstant halt, sondern sie auch laufend aufzeichnet Eine Beschreibung dieses ziemlich komplizierten In-

[1] Z f Instrk 17, S 14 (1897)
[2] J Can R A S 16, S 91 (1922)
[3] Description of the Cape Observatory, Part. II, S 28, Tafeln 13, 14, 15 1913

strumentes ist von GILL gegeben, und auch PLASKETT[1] schildert die etwas einfachere Ausführung des in Victoria verwendeten, auf welche hier nur verwiesen werden kann Im Prinzip ist dieser Apparat ein Widerstandsthermometer Ein feiner Platindraht, der infolge der sich ändernden Temperatur seinen Widerstand gegen den elektrischen Strom ändert, wird an Stelle des Quecksilberkontaktes benutzt Als Vorteil betrachtet PLASKETT, daß dieser feine Draht sehr viel schneller auf Temperaturänderungen anspricht als die relativ große Quecksilbermenge des Thermometers, d h er besitzt eine wesentlich geringere thermische Trägheit Da der Draht ziemlich lang genommen werden kann, läßt er sich an die verschiedenen Teile des Spektrographen führen So liegt er bei dem Victoria-Instrument zum Teil in der Nähe der Heizdrähte, zum Teil in der Prismenbüchse selbst, wodurch die Temperatur des ganzen Spektrographen gleichmäßiger gehalten werden kann, als wenn die Regulierung der Temperatur nur von einer Stelle aus erfolgt PLASKETT gibt an, daß sich der CALLENDAR regulator and recorder bestens bewährt hat Da der Apparat nicht nur die Temperatur reguliert, sondern sie auch fortlaufend aufzeichnet, kann man aus den Registrierkurven ersehen, ob er dauernd richtig funktioniert hat und in welcher Temperatur der Spektrograph sich während der Beobachtungszeit befunden hat

22 Literaturangaben über Thermostaten und Temperaturregler An folgenden Stellen finden sich weitere Angaben über Thermostaten und Thermoregulatoren

ADAMS, Ap J 35, S 167 (1921), CAMPBELL, ebenda 11, S 259 (1900), H DARWIN, ebenda 20, S 347 (1904), DESLANDRES, B A 15, S 49 (1898), FROST, Ap J 15, S 11 (1902), GILL, Description of the Cape Observatory, Part II, S 28ff 1913, HARTMANN, Ap J 15, S 172 (1902), LORD, ebenda 8, S 65 (1898), PLASKETT, J Can R A S 16, S 91 (1922), Publ Dom Astrophys Obs Victoria, 1, S 88 u 92 (1922), SLIPHER, Ap J 20, S 7 (1904), WRIGHT, Publ Lick Obs 9, S 54 (1907)

23 Die Einrichtung zum Einstellen und Halten des Sternes auf dem Spalt. Allgemeines Als Radialgeschwindigkeitsbestimmungen heller Sterne von mehreren Observatorien vorlagen, fanden sich bei der Vergleichung der von den verschiedenen Beobachtern erhaltenen Werte eines jeden einzelnen Sternes größere Differenzen, als nach der inneren Genauigkeit der Messungen erwartet werden konnte Es zeigte sich, daß diese Differenzen systematischer Natur waren derart, daß alle Radialgeschwindigkeiten, die auf dem einen Observatorium bestimmt waren, in gleichem Sinn und nahe in gleichem Betrag von den entsprechenden eines anderen Observatoriums abwichen Diese Differenzen konnten weder von optischen Mängeln des Spektrographen, noch von Biegungen, noch von schlechter Temperaturregulierung herrühren, da Kontrollaufnahmen des Mondes und der Planeten genau die Radialgeschwindigkeiten ergaben, die nach der Theorie dieser Himmelskörper vorhanden sein mußte Man erkannte dann (Ziff 10), daß Fehler in den Radialgeschwindigkeiten entstehen müssen, wenn der Spektrographenspalt nicht durch die Mitte des vom Fernrohr gelieferten Sternbildchens hindurchgeht, sei es nun, daß bei der Einstellung des Sterns auf den Spalt ein Fehler in dieser Beziehung gemacht (Einstellfehler) oder aber daß die an sich richtige Einstellung während der langen Dauer der Belichtung nicht unverändert beibehalten worden war (Haltefehler)

Diese Fehler hängen zunächst von der verwendeten Spaltbreite ab, d h sie sind um so größer, je weiter der Spalt geöffnet wird Sie sind ferner bei gleicher Spaltöffnung für Apparate geringer Dispersion größer als für solche großer Dispersion, und schließlich sind sie noch, auch wenn ein und derselbe Spektro-

---

[1] J Can R A S 16, S 91 (1922) Tafel 1, S 96

graph mit unveränderter Spaltweite verwendet wird, von der Persönlichkeit des Beobachters abhängig. Letztere Art von Fehler ist eine persönliche Gleichung des Beobachters, deren Größe selbst für den einzelnen Beobachter nicht konstant zu sein braucht, sondern zeitlich oder auch je nach dem benutzten Fernrohr und Spektrographen und je nach der Helligkeit des aufzunehmenden Sternes variiert. Im Wesen ist diese persönliche Gleichung ganz identisch mit der, welche sich bei Meridianbeobachtungen bemerkbar macht (Ziff. 34).

24. Ältere Verfahren. Wenn der Einstell- und der Haltefehler eben wegen seiner Abhängigkeit vom Beobachter sich wohl kaum ganz beseitigen läßt, so muß man doch darauf bedacht sein, ihn wenigstens in seiner Größe möglichst herabzumindern, indem man Einstell- und Haltevorrichtungen benutzt, die es ermöglichen, die Lage des vom Fernrohr erzeugten Sternbildchens auf dem Spalt möglichst gut und bequem beobachten und evtl. korrigieren zu können. Ein solches Verfahren besteht darin, daß man das von der ersten Prismenfläche reflektierte Bild des im Spalte erscheinenden Sterns mit einem kleinen Fernrohr betrachtet. Wie Abb. 16 des Potsdamer Spektrographen III zeigt, kann zu diesem Zweck das kleine Beobachtungsrohr *F* in die Buchse *C* gesteckt werden. Ist der Stern genügend hell, so kann auch das durch das erste Prisma erzeugte, von der ersten Fläche des zweiten Prismas reflektierte Spektrum beobachtet werden, wie die Abbildung gleichfalls zeigt. Dieses Verfahren ist früher fast ganz allgemein lange Zeit hindurch benutzt worden, z. B. in Potsdam, Lick, Pulkowa usw. Bei sehr großer Sorgfalt hat es befriedigende Resultate ergeben. Es setzt ein großes, lichtstarkes Fernrohr voraus, da sonst das durch den Spalt geschwächte, vom Prisma reflektierte Licht auch bei hellen Sternen zu geringe Intensität besitzt. Der Spalt darf nicht zu eng genommen werden, damit Beugungserscheinungen das Bild des Spaltes und des Sternes nicht so stark verändern, daß das Einstellen und Halten unsicher oder gar ungenau wird. Bei großer Unruhe des Sternbildes werden diese beiden Operationen auch bei den üblichen Spaltbreiten schwierig und vielfach ungenau. Das Verfahren strengt die Augen, wenn schwächere Sterne beobachtet werden, sehr erheblich an und führt bald zu einer Ermüdung derselben.

Eine zweite Methode, die aber nur dann anwendbar ist, wenn ein Doppelfernrohr, d. h. wenn neben dem den Spektrographen tragenden Fernrohr noch ein genügend starkes Leitrohr vorhanden ist, wie z. B. bei einigen Himmelskartenrefraktoren, ist auch mehrfach praktisch verwendet worden. Die Einstellung geschieht bei dieser Methode folgendermaßen. Während ein Beobachter vor Beginn der Aufnahme das Sternspektrum mit einer passenden Lupe betrachtet und durch Bewegung der Deklinationsfeinbewegung den Stern so auf den Spalt führt, daß das Spektrum möglichst hell erscheint, stellt ein zweiter Beobachter das Fadenmikrometer des Leitrohres so ein, daß der Stern bisekiert wird. Während der ganzen Dauer der Exposition wird dann der Stern in der gleichen Stellung auf dem Mikrometerfaden gehalten. Diese Methode ist zwar bequemer als die erste, aber ungenauer, da der Beobachter sich bei der Einstellung mit der Lupe durch eine Schätzung der Helligkeit leiten lassen muß, was an sich etwas unsicher ist, namentlich bei wechselnder Luftunruhe, aber selbst wenn die Einstellung fehlerfrei erfolgt ist, kann bei längeren Belichtungen ein Haltefehler entstehen, einmal durch die Abhängigkeit der Refraktion von der Wellenlänge und zweitens durch differentielle Biegung der zwei Fernrohre gegeneinander. Aufnahmen ein und desselben Sterns zeigen größere Differenzen in den Werten der Radialgeschwindigkeit als bei Verwendung der ersten Methode.

25. Verfahren von HUGGINS. Man ist daher ganz allgemein zu einer dritten Methode übergegangen, die von HUGGINS bereits 1880 im Prinzip und 1893 ge-

nau in der Form der heutigen Anwendung angegeben und benutzt worden, somit die älteste und nach den heutigen Erfahrungen trotzdem die beste Methode ist[1] HUGGINS ließ die Spaltbacken aus Spiegelmetall herstellen und hochglanzpolieren, so daß sie wie ein Spiegel reflektieren Diese Spaltbacken wurden nun aber nicht senkrecht zur optischen Achse des Fernrohrs gestellt, sondern sie erhielten eine kleine Neigung (2° bis 5°) gegen diese Das von ihnen reflek-

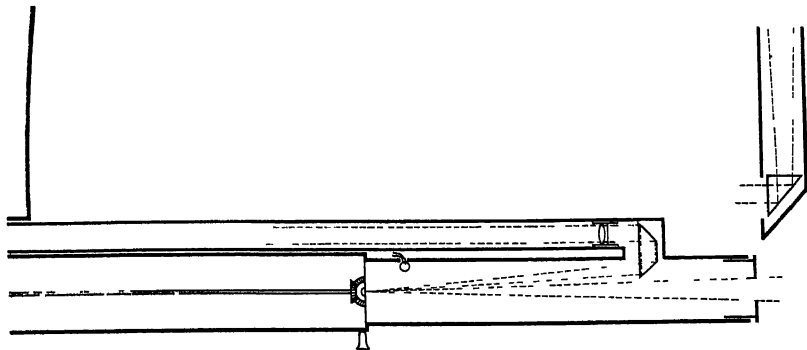



Abb 19a Haltevorrichtung von HUGGINS (Spaltteil)

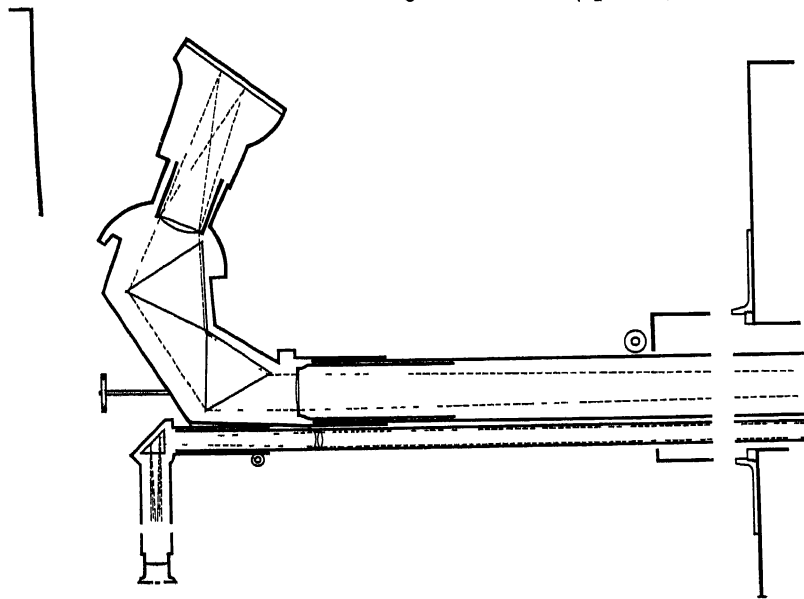



Abb 19b Haltevorrichtung von HUGGINS (Kamerateil)

tierte Licht wurde durch ein seitlich angebrachtes, in einiger Entfernung vom Spaltkopfe befindliches Prisma aufgefangen, um nahezu 180° abgelenkt, danach durch ein achromatisches Objektiv, in dessen Brennpunkt sich der Spalt befindet, parallel gemacht und dann durch ein kleines, für den Beobachter bequem zugängliches Fernrohr wieder zu einem Bild vereinigt Der Beobachter sieht somit den Spalt und das auf ihn durch das Hauptfernrohr projizierte Bild des Sternes und kann somit den Stern leicht richtig auf den Spalt bringen und ihn in dieser Stellung während der ganzen Belichtung halten Abb 19a, 19b gibt

[1] Publ William Huggins Obs 2, S 12ff u 16ff (1909)

die Zeichnung des Apparates, den HUGGINS fur den Ultraviolettspektrographen seines Tulse Hill-Reflektors konstruiert hat, in so klarer Weise, daß eine weitere Erlauterung nicht notig ist[1] Die Methode von HUGGINS ist, wie die praktischen Erfahrungen zeigen, den beiden anderen erheblich uberlegen Besonders gunstige Resultate ergibt sie, wenn der Spektrograph an einem photographisch korrigierten Refraktor angebracht wird Beim Hineinsehen in das Haltefernrohr sieht man die Spaltbacken erleuchtet durch die nicht durch das Objektiv vereinigten Strahlen und auf dem Spalt selbst das kleine blaue Sternscheibchen, welches durch das photographisch achromatisierte Objektiv erzeugt wird Es laßt sich leicht in eine richtige Stellung auf den Spalt bringen Das Objektiv wirkt ahnlich wie ein Farbenfilter Der Haltefehler infolge der Farbenabhangigkeit der Refraktion wird auf ein Minimum reduziert

Bei Reflektoren liegen die Verhaltnisse in dieser Beziehung wesentlich ungunstiger Eine besondere Haltevorrichtung hat E B FROST fur den BRUCE-Spektrographen konstruiert Im Prinzip ist die HUGGINSsche Anordnung beibehalten worden Durch Drehen eines zusatzlichen Spiegels kann aber auch das von der ersten Prismenflache reflektierte Bild des Spaltes betrachtet werden Auf diese Weise konnen beide Haltemethoden je nach Belieben angewendet werden[2]

f) Die Optik einiger besonders bekannter Spektrographen.

26 Die Optik des zweiten MILLS-Spektrographen [Publ Lick Obs 9, Pt 3 (1907)]

Durchmesser des großen Spiegels	92,9 cm
Durchmesser des kleinen Spiegels	24,2 „
Brennweite des großen Spiegels	533 „
Distanz zwischen den beiden Spiegeln	394 „
Distanz des Brennpunktes des großen Spiegels von dem kleinen Spiegel	140 „
Distanz des kleinen Spiegels vom Brennpunkt des Systems	442 „
Aquivalentbrennweite	16,9 m

Kollimator { Öffnung 5 cm (auf 4,29 cm abgeblendet) / Brennweite 80 cm }

Prismen (Jena O 102)	Kantenlange		Seitenlange	
	49 mm,		82 mm	
	„ 51	„	„ 89	„
	„ 51	„	„ 97	„

Brechender Winkel 63° 28′

Kamera { lange { Öffnung 6,3 cm, Brennweite 54 cm, } kurze { Öffnung 6,3 cm, Brennweite 40 cm } }

27 Die Optik des Victoria-Spektrographen [Publ Dom Astrophys Obs Victoria 1, Nr 1 (1922), J Can R A S 14, S 177 (1920)]

Durchmesser des großen Spiegels	1,84 m
Brennweite des großen Spiegels	9,18 „
Durchmesser des kleinen Spiegels	0,49 „
Brennweite des kleinen Spiegels	3,01 „
Distanz zwischen den beiden Spiegeln	6,98 „
Aquivalentbrennweite	32,9 „

Kollimator (regular Brashear triplet) Durchmesser 63 mm, Brennweite 1143 mm

---

[1] Publ William Huggins Obs 2, S 23 (1909)

[2] Ap J 15, S 8 (1902)

Prismen[1] (Jena O 118) Seitenlänge 122,9 mm, Basis 128,2 mm
„ 129,1 „ „ 134,6 „
„ 135,3 „ „ 141,0 „

Brechender Winkel 63°

Kamera
- lange: Öffnung 76 mm (HASTINGS Brashear triplet), Brennweite 940 mm,
- mittlere: Öffnung 76 mm (HASTINGS Brashear triplet), Brennweite 711 mm,
- kurze: Öffnung 76 mm (COOKE separated triplet), Brennweite 381 mm

28 Die Optik des Einprismenspektrographen der Sternwarte Berlin-Babelsberg[2]

Durchmesser des großen Spiegels 1,25 m
Äquivalentbrennweite 25 m
Kollimator Öffnung 50 mm, Brennweite 995 mm
Prismen[1] (Jena O 118) Kantenlänge 56 mm, Seitenlänge 120,8 mm
Brechender Winkel 66°,6
Kamera Öffnung 60 mm, Brennweite 233 mm
„ 60 „ „ 480 „
„ 60 „ „ 720 „

29 Literaturangaben über Beschreibungen von Spektrographen

W S ADAMS, The Three Prism Stellar Spectrograph of the Mt Wilson Observatory Ap J 35, S 163 (1912), W W CAMPBELL, The Mills Spectrograph of the Lick Observatory Ebenda 8, S 123 (1898), R H CURTISS, The Single Prism Spectrograph of the Detroit Observatory Publ Astr Obs Univ Michigan I, S 37 (1912), G EBERHARD, Neuer Spektrograph für astrophysikalische Zwecke Z f Instrk 30, S 29 (1910), E B FROST, The Bruce Spectrograph of the Yerkes Observatory Ap J 15, S 1 (1902), D GILL, Description of the Cape Observatory, Pt II, S 18 (1913), P GUTHNICK, Der Einprismenspektrograph am 125 cm-Reflektor der Sternwarte Berlin-Babelsberg Sitzber Preuß Akad 1930, S 3, M HAMY, Le spectrographe stellaire de l'observatoire de Paris Ann Obs Paris 32, Fasc 2 (1924), A HNATEK, Untersuchungen über das Rothschild-Coudé und den Spektrographen der k k Universitäts-Sternwarte Wien, Ann 25, Nr 1 (1913), J HARTMANN, Ein Quarzspektrograph für astrophysikalische Zwecke Z f Instrk 25, S 161 (1905), P W MERRILL, A Plane-Grating Spectrograph für the Red and Infra-red Regions of Stellar Spectra Ap J 74, S 188 (1931), Mt Wilson Contr Nr 432, H F NEWALL, Description of a Four Prism Spectrograph Attached to the 25 inch Visual Refractor of the Cambridge Observatory M N 65, S 636 (1905), J S PLASKETT, The Ottawa Spectrographs J Can R A S S, S 286 (1909), Report of the Chief Astronomer for 1909, S 163 Ottawa 1910, The Victoria Spectrograph Publ Dom Astrophys Obs Victoria I, Nr 1, S 81 (1922), The Ultraviolet Spectrograph of the 72 inch Telescope Pop Astr 31, S 20 (1923), FR SCHLESINGER, A Description of the Mellon Spectrograph Publ Allegheny Obs 2, S 1 (1912), V M SLIPHER, The Lowell Spectrograph Ap J 20, S 1 (1904), H C VOGEL, Untersuchungen über die Eigenbewegung der Sterne im Visionsradius auf spektrographischem Wege Potsdam Publ 7, S 5 (1892), Description of the Spectrographs for the Great Refractor at Potsdam Ap J 11, S 393 (1900),

---

[1] O 118 ist nach den Untersuchungen von J S PLASKETT wesentlich lichtdurchlässiger als O 102

[2] P GUTHNICK, Der Einprismenspektrograph der Sternwarte Berlin-Babelsberg Sitzber Preuß Akad Math Phys Kl 1930 I, S 3

W. H. WRIGHT, The Quartz Spectrograph of the Lick Observatory. Lick Bull. 9, S. 52 (1917), Description of the Instruments and Methods of the D. O. Mills Expedition. Publ. Lick Obs. 9, Pt. 3, S. 25 (1907).

g) Systematische Fehler bei der Aufnahme von Spektren.

Bei der Aufnahme und Auswertung von Sternspektrogrammen werden, wie bei allen Beobachtungen und Messungen, Fehler zufälliger und systematischer Natur auftreten. Die Wirkungen der ersteren lassen sich dadurch unschädlich machen, daß nicht nur eine oder wenige Platten ein und desselben Sternes aufgenommen und ausgemessen werden (einmal oder auch mehrmals), sondern eine große Zahl Platten und jede Platte mehrmals gemessen wird. Diese Art von Fehlern ist, wie auch sonst überall, von geringer Bedeutung für die Spektralbeobachtungen, hingegen können systematische Fehler in sehr erheblichem Maße den Wert der Beobachtungen herabdrücken. Es ist deshalb von großer Wichtigkeit, die verschiedenen Arten von systematischen Fehlern bei Spektralmessungen, ihre Ursachen und die Abhilfemittel gegen sie zu kennen. Deshalb soll hier ausführlich auf diese Fehler eingegangen werden.

30. Optische Mängel des Spektrographen. Die erste Quelle für das Auftreten dieser Fehler sind Mängel im optischen System des Spektrographen: Zonenfehler, Astigmatismus und starke Krümmung des Bildfeldes der Linsen, Krümmungen der Prismenflächen, Ungleichmäßigkeiten (z. B. Schlieren) in dem Glase der Prismen selbst. Bei den modernen Apparaten ist das Vorhandensein solcher Mängel kaum wahrscheinlich, da die optischen Werkstätten heutzutage über zahlreiche und wirksame Mittel und Wege verfügen, die zu liefernden Linsen und Prismen auf Fehler zu prüfen und vorhandene Fehler fortzuschaffen (s. Bd. I, Abschnitt 2). Trotzdem wird es gut sein, einen neuen Spektrographen in bezug auf die Güte der optischen Teile zu prüfen, ehe man ihn zur Bestimmung von Radialbewegungen verwendet, zumal eine solche Prüfung in einfacher und wenig zeitraubender Weise geschehen kann. Gröbere Mängel des optischen Systems wird man schon dadurch finden, daß man von dem Emissionsspektrum eines Elementes, das scharfe Spektrallinien besitzt, unter Zuhilfenahme der Spaltblende zwei Aufnahmen auf dieselbe Platte macht, von denen die eine kurz, die zweite aber lang belichtet wird. Sind Fehler vorhanden, so werden die Linien des lang belichteten Spektrums Verschiebungen gegen die des kurzbelichteten aufweisen. Ein besseres Verfahren, welches auch quantitative Resultate gibt, ist von CORNU und später von HARTMANN[1] in erweiterter und wesentlich verbesserter Form angegeben worden. Es ist zweifellos das genaueste, erfordert aber mehr Zeit und Arbeit als das erstere. Man wird es daher erst dann anwenden, wenn das erste Verfahren einen Verdacht auf optische Mängel aufkommen läßt. HARTMANN setzt auf das Kollimatorobjektiv eine Blende mit einem rechteckigen, zur brechenden Kante des Prismas parallelen Schlitz von einigen Millimeter Breite und von einer Höhe, die dem Durchmesser des Objektivs entspricht. Es bleibt hierdurch nur ein bestimmt definierter Teil des optischen Systems frei, z. B. der eine Randteil. Nun wird ein Emissionsspektrum (etwa Eisen) photographiert, hierauf die Blende entfernt und durch eine zweite ersetzt, die einen ebensolchen Schlitz besitzt, der aber nur die zentralen Teile des Systems freiläßt (Zentralblende). Unter Anwendung der Spaltblende wird wiederum eine Aufnahme gemacht, und diese wird eine Verschiebung des Spektrums gegen das der ersten Aufnahme zeigen, falls optische Fehler vorhanden sind; der Betrag dieser Verschiebung ergibt ein Urteil über die Größe des

[1] Z. f. Instrk. 20, S. 17 u. 47 (1900); Ap J 11, S. 400 (1900); 12, S. 430 (1900).

Fehlers, und der Abstand des Blendenschlitzes von der Mitte der Zentralblende ergibt den Ort, wo der Fehler im optischen System ist Indem man das aus dem Kollimator austretende Strahlenbundel durch verschiedene Blenden in einzelne Abschnitte zerlegt und durch Aufnahmen die Verschiebung der durch die verschiedenen Abschnitte erhaltenen Spektra gegen das durch die Zentralblende erhaltene Spektrum mißt, kann man die Fehler des ganzen optischen Systems finden Dieses Verfahren setzt freilich voraus, daß der Fokus der Kameralinse genau bestimmt und die Platte genau in ihn eingestellt ist Ob diese Bedingung erfullt ist oder nicht, ersieht man aus den Aufnahmen selbst Zeigen namlich die Spektra, welche durch die Mitte des optischen Systems aufgenommen sind (Zentralblende), eine Verschiebung gegen die Spektra, die durch die seitlichen Teile des Systems erhalten wurden, so konnen zwei Falle eintreten Entweder zeigt sich in den Verschiebungen ein gleichmaßig fortschreitender Gang, so daß das Spektrum der einen Randpartie gegen das der Mitte etwa nach langeren Wellenlangen, das der anderen Randpartien aber nach kurzeren Wellenlangen verschoben ist, dies ist das Anzeichen, daß die Platte nicht im richtigen Fokus stand Sind dagegen Verschiebungen der beiden Randpartien gegen die Mitte nach derselben Richtung vorhanden, so liegen Fehler des optischen Teiles vor Der Grund fur diese Regel ist von selbst einleuchtend HARTMANN fand beispielsweise fur einen Einprismenspektrographen folgende Verschiebungen

Erster Rand	+0,040 mm
	+0,014
	0,000
Mitte	0,000
	+0,003
	+0,020
Zweiter Rand	+0,050

Da diese Verschiebungen das gleiche Vorzeichen haben (sie liegen alle in der Richtung nach den kurzeren Wellenlangen), so konnen bei keiner Fokussierung alle Strahlen zu einem scharfen Bilde vereinigt werden Bei der darauffolgenden Prufung der einzelnen optischen Teile zeigte sich, daß das Prisma fehlerhaft war und durch ein neues ersetzt werden mußte Fur die Anwendung dieses Verfahrens ist es von Wichtigkeit, daß der ganze Spektrograph in thermischem Gleichgewicht ist, damit nicht Anderungen in den optischen und mechanischen Teilen des Apparates in der Zeit zwischen den einzelnen Aufnahmen eintreten, zumal wenn diese Zwischenzeit nicht sehr kurz ist Bei nicht vorhandenem thermischen Gleichgewicht konnen aber auch dadurch unscharfe Spektra entstehen, daß die optischen Teile, besonders die Prismen nicht mehr als homogene Glasmassen angesehen werden konnen, wie sie es in thermischem Gleichgewicht wirklich sind

Sind durch eines dieser Verfahren Mangel im optischen System nachgewiesen, so hat man nun zu suchen, welcher Teil des Systems dafur verantwortlich zu machen ist Es sind die Objektive und Prismen einzeln zu untersuchen, und der fehlerhafte Teil muß verbessert oder, wenn dies nicht moglich ist, durch einen neuen ersetzt werden Hier kann nicht naher auf die Methoden der Einzeluntersuchung eingegangen werden, sondern es sei auf den zweiten Abschnitt dieses Bandes verwiesen oder auf folgende Schriften A CORNU, Sur le spectre normal du soleil, partie ultraviolette II Partie Ann École Norm, II Série, 9, S 21 (1880), J HARTMANN, Bemerkungen uber den Bau und die Justierung von Spektrographen Z f Instrk 20, S 17, 47 (1900), G EBERHARD, Untersuchungen uber den Spektrographen IV des Astrophysikalischen Observatoriums

Potsdam Publ 18, Nr 54 (1907) [hier ist ein Beispiel fur die Untersuchung eines Spektrographen in voller Ausfuhrlichkeit gegeben]

31 Falscher Fokus Ist die photographische Platte nicht im Fokus des Kameraobjektives, so entsteht eine Unscharfe der Spektrallinien, die Linien werden, wenn man von einem kleinen Bezirke um die optische Achse des Kameraobjektivs herum absieht, nicht symmetrisch verbreitert, sondern einseitig Da nun das Spektrum der Vergleichslichtquelle Emissionslinien, das des Sternes Absorptionslinien besitzt, wirkt sich ein falscher Fokus bei den Linien des ersteren anders aus als bei den Sternlinien Diese unsymmetrische Unscharfe nimmt Betrage an, die von der Intensitat der Linien abhangen Eine sehr schwache Emissionslinie namlich erleidet keine oder eine nur geringe Verschiebung, eine starke hingegen großere Verschiebungen Im Sternspektrum selbst konnen schwache Linien ganz verschwinden, starkere werden geschwacht und verschoben, ganz starke noch weiter verschoben Der Betrag der Verschiebungen ist nicht identisch mit dem einer verschobenen Emissionslinie Bereits beim Messen macht sich eine Unsicherheit bemerkbar, die schon allein zu systematischen Fehlern fuhren kann und auch meist fuhren wird Ist die photographische Platte zur optischen Achse geneigt, so treten bei unrichtigem Fokus noch großere Fehler auf Beispielsweise macht sich bei einem Chromaten nach HARTMANN oder SCHWARZSCHILD von etwa 30 cm Brennweite schon eine falsche Fokaleinstellung von 0,2 mm sehr bemerkbar, die verschiedenen Sternlinien ergeben verschiedene Radialgeschwindigkeiten, und der Mittelwert aus ihnen ist um Betrage von einigen Kilometern verfalscht Es ist daher von großter Wichtigkeit, die Bestimmung und richtige Einstellung des Fokus fur die verschiedenen Temperaturen, bei welchen der Spektrograph gebraucht wird, mit sehr großer Sorgfalt auszufuhren Die einfachste Methode besteht darin, daß man eine große Reihe Sonnenspektra bei verschiedenen Einstellungen, in ziemlich engen Intervallen, aufnimmt Die richtige Fokalstellung ist dann die, bei der die Trennung dicht beieinander liegender Spektrallinien am besten ist Der Gebrauch feinkorniger Platten erleichtert die Auswahl unter den Platten und steigert die Genauigkeit in erheblichem Maße Die geringe Empfindlichkeit dieser Plattensorten bietet den weiteren Vorteil, daß man trotz der großen Intensitat des Sonnenlichtes die richtige Expositionszeit leicht finden kann Falsche Belichtungen verschlechtern das Aussehen des Sonnenspektrums stark und geben bei der Auswahl der besten Platten zu Tauschungen Anlaß

Besitzt die Kamera eine Einrichtung, die Plattenneigung zu verandern, so erhalt man genauere Bestimmungen, wenn man die Plattenneigung moglichst groß macht Das Gebiet der scharfen Linien wird dann in den Spektrogrammen verkleinert und die Auswahl der gunstigsten Einstellung dadurch wesentlich einfacher und sicherer

Statt des Sonnenspektrums kann man sich fur die Fokussierung auch eines Emissionsspektrums mit zahlreichen scharfen Linien bedienen, erfahrungsgemaß sind die Resultate aber weniger genau als bei Benutzung des Sonnenspektrums.

Eine andere Methode, den richtigen Fokus zu finden, hat HARTMANN angegeben Sie ist aber nur anwendbar, wenn das optische System fehlerfrei ist Setzt man vor das Kollimatorobjektiv eine Blende mit zwei Schlitzen (parallel zur brechenden Kante des Prismas), die genugend seitlich von der optischen Achse und symmetrisch zu ihr sind, und macht dann je eine extrafokale und intrafokale Aufnahme eines Emissionsspektrums mit scharfen Linien, etwa unter Benutzung der Spaltblende, auf dieselbe Platte, so erhalt man zwei Spektra, in denen jede Linie doppelt ist Durch Ausmessung der Distanzen dieser beiden Linien sowohl auf den extrafokalen wie auf den intrafokalen Auf-

nahmen berechnet sich dann unter Anwendung der Skalenangaben bei beiden Einstellungen der richtige Fokus für eine jede Spektrallinie und damit eine eventuelle Krümmung des Gesichtsfeldes und die Neigung der Platte gegen die optische Achse Ist die Bildfläche keine Ebene, sondern eine gekrümmte Fläche, so kann auf diese Weise auch diejenige Neigung der Platte gefunden werden, bei der die Platte ein möglichst großes Stück des Spektrums scharf abbildet

Fokalbestimmungen sind für die verschiedenen Temperaturen auszuführen, unter denen der Spektrograph gebraucht wird, und zwar für Temperaturen von etwa 5° zu 5° oder in noch engeren Temperaturintervallen, falls die Lage des Fokus sich als sehr temperaturempfindlich erweist Sind die Einzellinsen der beiden Spektrographenobjektive verkittet, so ist es erwünscht, von Zeit zu Zeit eine Fokalbestimmung zu wiederholen zur Kontrolle, ob sich etwa der Fokus infolge Eintrocknens des Kanadabalsams zwischen den Einzellinsen im Laufe der Zeit geändert hat und Deformationen der Linsen hierdurch eingetreten sind[1]

Für den Spektrographen IV des Potsdamer Observatoriums, der eine Kamera von 35 cm Brennweite besitzt, ergab sich beispielsweise folgende Temperaturabhängigkeit des Fokus

t	F	
−10° C	31,86 mm	Bei sehr hohen und besonders bei abnorm tiefen Temperaturen (unter −10° C) war überhaupt kein sicherer Fokus zu erhalten, das ganze optische System war zu stark deformiert
−5	,87	
0	,86	
+5	,80	
+10	,67	
+15	,48	
+20	,27	
+25	,04	

32. Temperaturänderungen während der Aufnahme Sehr große, systematisch verlaufende Fehler treten auf, wenn sich die Temperatur des Spektrographen während der Aufnahme ändert In der folgenden Tabelle sind einige Beispiele von Änderungen Δv der Radialgeschwindigkeit für eine Temperaturänderung von 1° C gegeben, aus denen man ersehen kann, wie stark ein Spektrograph auf eine Temperaturänderung zu reagieren pflegt

Spektrograph	Prisma	Δv pro 1° C	Quelle
D des Potsdamer Observatoriums	1	+19 km	Z f Instrk 26, S 315 (1901)
III „ „ „	3	+15	
A „ „ „	2 Compound	+17	
IV „ „ „	3	+17	Potsdam Publ 18, Nr 54, S 80 (1908)
Des Lick-Observatory	1	+36	Lick Bull 3, S 25 (1904)

Die Änderung der Radialgeschwindigkeit infolge von Temperaturänderungen setzt sich aus zwei Teilen zusammen Änderungen im optischen System einerseits und Änderungen in den mechanischen Teilen andererseits, beide überlagern sich Die ersteren Verschiebungen sind durch Änderungen des Brechungsindex, insbesondere der Prismen, veranlaßt und hängen von der Glassorte ab So sind sie kleiner bei Crownglas als bei Flintglas Die sich überlagernden anderen Verschiebungen entstehen durch die thermische Ausdehnung der Metallteile des Apparates Man kann im voraus nie wissen, wie sich ein Spektrograph infolge des Zusammenwirkens dieser beiden Einflüsse verhält Beispielsweise erhielt HARTMANN[2] für die verschiedenen Wellenlängen bei dem Spektrographen I (ein

[1] Z f Instrk 23, S 274 (1903). [2] Z f Instrk 21, S 315 (1901)

Prisma) des Potsdamer Observatoriums folgende Änderungen Δv der Radialgeschwindigkeit bei einer Temperaturänderung von 1° C:

λ	Δv	λ	Δv	λ	Δv	λ	Δv
3800	+4,5 km	4200	+0,6 km	4500	−2,7 km	4800	−5,9 km
3900	+3,5	4300	−0,6	4600	−3,8	4900	−7,0
4000	+2,6	4400	−1,6	4700	−4,8	5000	−8,0
4100	+1,7						

Es zeigt sich somit ein sehr stark ausgesprochener Gang für die einzelnen Wellenlängen, während der Spektrograph III (drei Prismen) wohl auch einen systematischen Gang, aber von sehr geringer Größe, aufweist,

λ	Spektrograph III Δv	Spektrograph A Δv
4100	+15,5 km	+17,0 km
4200	+15,4	+17,2
4300	+15,2	+17,4
4400	+15,0	+17,6
4500	+14,8	+17,8

ebenso wie der Spektrograph *A* (zwei Compoundprismen).

Auf jeden Fall ersieht man aus diesen Zahlen, daß große, systematisch verlaufende Fehler bei Temperaturänderungen während einer Spektralaufnahme entstehen können, und daß es folglich absolut nötig ist, den Apparat auf konstanter Temperatur zu halten. Glücklicherweise läßt sich diese Forderung durch Einschließen des gesamten Apparates in einen auf elektrischem Wege heizbaren Kasten leicht erfüllen, und kein moderner Spektrograph dürfte mehr ohne einen solchen verwendet werden, wenn es sich um Aufnahmen handelt, die länger als wenige Minuten dauern. Immerhin bieten sich auch dann noch gewisse Schwierigkeiten. An Tagen mit starker Sonnenstrahlung wird die Lufttemperatur in der das Instrument enthaltenden Kuppel stark ansteigen, und dieser Anstieg wird sich, wenn auch verringert und in der Phase verschoben, auch im Spektrographen vollziehen. Bei Beginn der Beobachtungen ist der Spektrograph meist noch nicht in thermischem Gleichgewicht, sondern es wird die thermische Bewegung noch fortbestehen, auch wenn man den Apparat durch Inbetriebsetzung der elektrischen Heizung konstant auf der Temperatur hält, die die Thermometer bei Beginn der Beobachtung anzeigen. Da die Beobachtungen meist abends beginnen, wo die Temperatur sowohl der Kuppel als auch die des Spektrographen absinkt, werden alle Aufnahmen nach einer Seite hin systematisch gefälscht. Das beste wäre, wenn man den Spektrographen dauernd auf ein und derselben Temperatur halten und damit verhindern könnte, daß er seinen täglichen Temperaturverlauf vollzieht. Das hat aber große Schwierigkeiten und ist infolgedessen wohl auch noch kaum durchgeführt worden. Im allgemeinen werden diese Fehler nicht bedeutend sein. Näheres über den Verlauf der Temperatur in einem Spektrographen in bezug auf den Temperaturverlauf in der Kuppel ist weiter oben bereits mitgeteilt worden.

33. Biegung. Bei der Besprechung der Bedingungen, die ein Astrospektrograph zu erfüllen hat, war auch die erwähnt, daß seine mechanische Stabilität besonders groß sein muß, d. h. daß keine Biegung innerhalb des Spektrographen selbst vorhanden sein darf, weil er in allen Lagen zur Vertikalen gebraucht wird. Man hat wohl ohne Zweifel von Anfang an darauf geachtet, daß diese Bedingung erfüllt ist, aber eigentliche Untersuchungen über die Biegung eines Astrospektro-

graphen sind kaum bekannt geworden. KEELER[1], DESLANDRES[2], HARTMANN[3] geben an, daß die Biegung in ihren Instrumenten unmerklich klein sei, dagegen fand KÜSTNER[4] für den Bonner Spektrographen einen recht hohen Wert für die stündliche Linienverschiebung durch Biegungsänderung, der selbst in den gewöhnlichen Gebrauchslagen 6,9 km/sec erreicht. Es kommt nämlich für die Aufnahme von Sternspektren nicht auf die Biegung selbst, sondern nur auf ihre Änderung mit dem Stundenwinkel bei konstanter Deklination an, d. h. die Größe der Biegung an sich ist für die Beobachtungen gleichgültig, wenn sie nur möglichst konstant bleibt und sich nicht mit dem Stundenwinkel ändert. Die Änderung der Biegung ist nun, wie leicht einzusehen, nicht proportional der Zeit. Denkt man sich die Lage x einer Spektrallinie als Funktion der Zeit infolge der Biegungsänderung, gezählt von der Mitte der Exposition an, durch eine Potenzreihe dargestellt

$$x = a + bt + ct^2 + dt^3 + \cdots,$$

so hat der Faktor c infolge der Biegung merkliche mit dem Stundenwinkel der Aufnahme systematisch wechselnde Beträge. Kopiert man das Vergleichsspektrum am Anfang und Ende der Exposition auf oder nur in der Mitte, so entstehen systematische Fehler in den Werten der Radialgeschwindigkeiten.

Da auch der Potsdamer Spektrograph IV in den Radialgeschwindigkeiten häufig beobachteter Sterne mit konstanter Radialbewegung systematische Gänge aufwies, die vom Stundenwinkel abhängen, so ist dieser Apparat experimentell gründlich durchuntersucht worden[5]. Diese Arbeit verlief so, daß für einen gewissen Deklinationsgrad Aufnahmen des Eisenspektrums beim Stundenwinkel $t = 0^h$ und bei den zu untersuchenden anderen Stundenwinkeln t_n auf dieselbe Platte unter Anwendung der Spaltblende gemacht wurden. In der folgenden Tabelle ist die Differenz der Biegung zwischen dem Stundenwinkel t_n und dem

Stundenwinkel	Biegungsdifferenz $\delta = 0°$	$\delta = 20°$	$\delta = 50°$	$\delta = 80°$	$\delta = 90°$
-12^h	$-0^R,0016$	$-0^R,0106$	$-0^R,0236$	$-0^R,0246$	
11	$-0,0032$	$-0,0107$			
10	$-0,0020$	$-0,0074$	$-$ 192		
9		$-0,0048$	$-$ 111	$-0,0126$	
8	$-0,0003$		$-$ 69		
6	$+0,0004$	$-0,0007$	$-$ 36	$-0,0061$	
5			$-$ 14		
4	$+0,0018$	$+0,0013$	$+$ 6		
3			$+$ 5	$+0,0009$	
2	$+0,0039$	$+0,0022$	$+$ 5	$+0,0006$	
-1			$+$ 27		
$+1$			$-$ 3		
2	$+0,0010$	$-0,0004$	$+$ 3		
3				$-0,0012$	$-0^R,0024$
4	$+0,0024$	$-0,0016$	$-$ 32		
6	$-0,0012$	$-0,0049$	$-$ 76	$-0,0122$	$-0,0125$
8	$+0,0011$		$-$ 152		
9		$-0,0134$		$-0,0222$	$-0,0254$
10	$-0,0029$	$-0,0144$	$-$ 236	$-0,0268$	$-0,0278$
11	$-0,0023$	$-0,0148$		$-0,0264$	$-0,0288$
12	$-0,0018$	$-0,0128$	$-$ 227	$-0,0243$	$-0,0281$
13	$-0,0023$	$-0,0133$	$-$ 208		
$+14$		$-0,0119$	$-0,0199$	$-0,0201$	$-0,0266$

[1] Publ. Lick Obs. 3, S. 180 (1894). [2] B. A. 15, S. 55 (1898).
[3] A. N. 155, S. 118 (1901). [4] A. N. 166, S. 204 (1904). [5] Z. f. Instrk. 30, S. 29 (1910).

Stundenwinkel $t = 0^{h}$ für die Deklinationen $\delta = 0^{\circ}, 20^{\circ}, 50^{\circ}, 80^{\circ}, 90^{\circ}$ gegeben. Die Zahlen beziehen sich auf die Spektralgegend um λ 4300 herum und sind in Revolutionen der Meßschraube $1^{R} = 0{,}5^{mm}$, entsprechend einer Radialbewegung von 555 km/sec angegeben. Das negative Vorzeichen deutet an, daß das bei dem Stundenwinkel t_n aufgenommene Spektrum gegen das bei $t = 0^{h}$ erhaltene nach der Richtung der größeren Wellenlängen (nach Rot) verschoben ist. Alle Aufnahmen sind in der Fernrohrlage „Achse voran“ gemacht.

Eine graphische Darstellung dieser Messungen zeigt, daß die Biegungskurven für verschiedene Deklinationen große Ähnlichkeiten besitzen. Das Minimum liegt bei $t = -1^{h}$, die Maxima bei -13^{h} und $+14^{h}$. Die Kurven sind symmetrisch zu der durch -1^{h} gehenden Achse.

Das Maximum der Biegung zeigt natürlich eine starke Abhängigkeit von der Deklination, es wächst mit zunehmender nördlicher Deklination. Dieses Maximum läßt sich durch die Formel

$$-0^{R},0304 \sin(9^{\circ},5 + \delta)$$

darstellen. Setzt man $\theta = 11^{h} - t$, so läßt sich beispielsweise die Biegungskurve b für $\delta = 50^{\circ}$ durch folgende trigonometrische Reihe darstellen:

$$\begin{aligned} b = -0^{R},0083 &- 0^{R},0119\cos\theta - 0^{R},0034\cos 2\theta - 0^{R},0010\cos 3\theta \\ &+ 0\ ,0001\cos 4\theta + 0\ ,0003\cos 5\theta + \\ &+ 0\ ,0002\sin\theta \end{aligned}$$

Wichtig ist natürlich die Frage, in welchen Stundenwinkeln die Beobachtungen am wenigsten unter der Biegung leiden. Die stündliche Änderung der Biegung als Funktion des Stundenwinkels ist für $\delta = 50^{\circ}$ durch die wenig konvergente, aber die Beobachtungen gut darstellende Formel

$$\begin{aligned} +0^{R},0001 &- 0^{R},0003\cos\theta - 0^{R},0009\cos 2\theta - 0^{R},0009\cos 3\theta \\ &- 0\ ,0003\cos 4\theta + 0\ ,0009\cos 5\theta + 0\ ,0005\cos 6\theta \\ &- 0\ ,0033\sin\theta - 0\ ,0018\sin 2\theta - 0\ ,0004\sin 3\theta \\ &+ 0\ ,0007\sin 4\theta + 0\ ,0007\sin 5\theta \end{aligned}$$

gegeben.

Es ist weiter versucht worden, für konstanten Stundenwinkel ($t = 0^{h}$) die Biegungsdifferenz: Biegung bei $z = z_n^{\circ}$ minus Biegung bei $z = 0^{\circ}$, d. h. die Abhängigkeit der Biegung von der Zenitdistanz z allein zu bestimmen. Diese Differenz ließ sich ebenfalls durch eine trigonometrische Reihe

$$+0^{R},001 - 0^{R},0019\sin z + 0^{R},0043\sin 3z - 0^{R},0017\sin 5z$$

darstellen.

Die innere Biegung, die durch Bewegungen im System: Spalt, Kollimator, Prismen, Kamera, Platte entsteht, verursacht ein Unscharfwerden der Spektrallinien. Da der Stern Absorptionslinien, das Vergleichsspektrum Emissionslinien hat, wirkt sich das Unscharfwerden der Linien im Sternspektrum in anderer Weise aus als im Vergleichsspektrum, und hierdurch entsteht ein systematischer Fehler. Es läßt sich nicht leicht übersehen, wie und in welchem Betrage eine innere Biegung die Radialgeschwindigkeit beeinflußt, um so mehr, als das Unscharfwerden starker Emissionslinien nicht das gleiche ist wie das schwacher, und genau dasselbe gilt auch für die Absorptionslinien des Sterns, hier noch abhängig von der wirklichen Schärfe dieser Linien.

Einen Teil der durch die Biegung im Apparat selbst erzeugten Fehler hat man durch eine geeignete zeitliche Verteilung des Vergleichsspektrums unschädlich zu machen versucht, und dies ist gewiß auch bis zu einem gewissen Grad gelungen. Man sah aber doch ein, daß es besser sei, den Spektrographen

selbst so stabil zu bauen, daß Störungen durch Biegung überhaupt nicht mehr zu befürchten sind. Alle modernen Spektrographen dürften kaum noch systematische Fehler infolge von innerer Biegung haben. Immerhin wird es gut sein, ehe man einen neuen Apparat in Benutzung nimmt, ihn auf das Vorhandensein von Biegung im Laboratorium zu prüfen, indem man ein Emissionsspektrum in den zwei extremen Lagen aufnimmt, in welchen die relative Biegung ein Maximum haben müßte.

34. Systematische Fehler infolge der Biegung des Fernrohrs selbst. Bei Radialgeschwindigkeitsbestimmungen mit dem zweiten MILLS-Spektrographen zeigte sich, daß die Radialgeschwindigkeit eines Sterns verschieden ausfiel, je nachdem das Fernrohr (36-Zoller des Lick-Observatoriums) während der Aufnahme eine östliche oder westliche Lage gegen den das Fernrohr tragenden Pfeiler hatte. Diese Differenz war nicht unbeträchtlich, beispielsweise erreichte sie den Wert von $-0{,}88$ km für fünf Objekte, deren mittlere Zenitdistanz 64° war. Auch bei Radialgeschwindigkeitsbestimmungen an Planeten war sie vorhanden, so daß sie nicht durch einen Einstellfehler verursacht sein konnte. Ihre Größe hing von der Zenitdistanz ab in dem Sinne, daß sie im Meridian am kleinsten war und mit wachsender Zenitdistanz gleichfalls wuchs. Auch die Spaltweite beeinflußte die Größe dieser Differenz. Eine eingehende Untersuchung zeigte, daß eine starke Biegung des Rohres des 36-Zollers die Ursache dieser Anomalie war, die Achsen von Fernrohr und Kollimator fielen nicht in allen Lagen des Fernrohrs zusammen, sondern sie bildeten einen von der Lage des Fernrohrs abhängigen Winkel miteinander. Wären die optischen Teile des Spektrographen völlig fehlerfrei, so konnte natürlich eine solche Biegung des Teleskoprohrs nur einen Lichtverlust erzeugen, aber keine derartigen von der Lage des Fernrohrs abhängigen Fehler. Das ist aber offenbar nicht der Fall gewesen. TH. S. JACOBSEN[1] hat diesen Fehler für den zweiten MILLS-Spektrographen, wenn er am 36-Zoller verwendet wurde, genau untersucht.

Die Biegung des Teleskopes hängt ab vom Sinus der Zenitdistanz, und die Verschiebung des Sternspektrums infolge dieser Biegung senkrecht zum Spalt ist proportional der Komponente der Biegung in dieser Richtung. Diese Komponente f der Biegung senkrecht zum Spalt in einer beliebigen Lage des Teleskopes ist gegeben durch die Gleichung

$$f = f_0 \sin z \cos q = f_0 (\cos\delta \sin\varphi - \sin\delta \cos\varphi \cos t)\,,$$

da der Spalt des Spektrographen parallel zum Äquator ist.

Es bedeutet in dieser Gleichung f_0 den Maximalbetrag des Biegungseffektes für eine bestimmte Spaltweite, d. h. f_0 ist der Effekt für den Fall, daß das Teleskop im Meridian liegt, östlich vom Fernrohrpfeiler, und nach dem Südpunkt des Horizontes gerichtet ist. Liegt das Fernrohr westlich vom Pfeiler, so erhält f_0 das negative Vorzeichen. Weiterhin sind

z die Zenitdistanz des Sterns,
q der parallaktische Winkel des Sterns,
φ die Breite des Beobachters,
δ die Deklination des Sterns,
t der Stundenwinkel des Sterns.

Der Biegungseffekt ist Null für alle Punkte des Himmels, welche auf der Kurve $\sin z \cos q = 0$ liegen. Diese Kurve ist der Ort der Punkte, wo die Deklinationskreise die Vertikalkreise rechtwinklig schneiden. Daß obige Gleichung eine gute Darstellung der Verhältnisse gibt, zeigte sich dadurch, daß die wahrscheinlichen Fehler sich bei ihrer Anwendung stark verminderten.

[1] Lick Bull 12, S. 138 (1926); Publ Lick Obs 16, S. XXVf. (1928).

Die Konstante f_0 der Formel bestimmt sich dadurch, daß eine jede Beobachtung eine Gleichung

$$f_0 = f \operatorname{cosec} z \sec q$$

liefert Es wird also f_0 am besten gefunden durch Beobachtung von Sternen in moglichst großer Zenitdistanz nahe dem Meridian

Wie oben erwahnt, spielt aber auch die Spaltbreite eine Rolle, f_0 ist von der Spaltbreite s abhangig JACOBSEN fand fur den zweiten MILLS-Spektrographen, wenn er am 36zolligen Refraktor benutzt wird

$$f_0 = -0{,}375 \quad s\,\mathrm{km/sec},$$

wenn s in tausendstel Zoll gemessen ist

Im allgemeinen wird dieser systematische Fehler (Kollimationsfehler) bei modernen Spektrographen nur selten in hoherem Betrage zu finden sein, da man gelernt hat, die optischen Teile sehr genau auf Fehler zu untersuchen, und falls sich Mangel finden, sie wohl stets gegen fehlerfreie austauscht Auch durfte die Biegung des eigentlichen Fernrohrs nicht mehr so hohe Betrage erreichen, da die Rohre jetzt weit stabiler gebaut werden und sie bei Spiegeln wenigstens (Cassegrain) fast stets eine geringere Lange besitzen

Auf jeden Fall ist es leicht, zu prufen, ob ein derartiger Fehler vorhanden ist, man braucht nur Spektrogramme heller Sterne in großer Zenitdistanz in beiden Lagen des Fernrohrs aufzunehmen und nachzusehen, ob die Radialgeschwindigkeit sich mit der Lage des Fernrohrs andert

35 Einstell- und Haltefehler Ein weiterer systematischer Fehler ist der sog Einstell- bzw Haltefehler (Guiding error) Das Vergleichsspektrum wird so aufkopiert, daß man als Lichtquelle eine durch eine Bogenlampe oder einen elektrischen Funken beleuchtete, mattierte Glasscheibe oder Milchglasplatte benutzt, so daß der Spalt des Spektrographen gleichmaßig erleuchtet ist Beim Ausmessen des Vergleichsspektrums ist somit alles auf die Mitte der Emissionslinien des Vergleichsspektrums, also auf die Mitte des gleichmaßig erleuchteten Spaltes bezogen Ist das Sternspektrum so aufgenommen, daß die Mitte des Sternbildchens in der Mitte des Spaltes liegt, so ist der Spalt ebenfalls gleichmaßig beleuchtet, und man erhalt einen richtigen Wert der Radialgeschwindigkeit, indem beide Lichtquellen als in der Mitte des Spaltes, d h als an derselben Stelle des Spaltes befindlich angenommen werden konnen Diese Verhaltnisse andern sich aber sofort, wenn der Stern etwas seitlich im Spalte steht, d h naher der einen Kante ist als der anderen, der Spalt ist dann durch den Stern nicht mehr gleichmaßig erleuchtet Es ist naturlich, daß dann die Radialgeschwindigkeit des Sterns fehlerhaft gefunden werden muß, zu groß oder zu klein, je nachdem der Stern bei der Aufnahme naher der einen oder der anderen Kante stand Unter Umstanden ist das Kollimatorobjektiv dann ebenfalls nicht mehr gleichmaßig erleuchtet, und falls dieses oder uberhaupt das optische System Mangel hat, kommt noch ein weiterer Fehler in die Radialgeschwindigkeit hinein Hier sei angenommen, daß das optische System fehlerfrei sei, um die prinzipielle Bedeutung des Haltefehlers besser hervortreten zu lassen

Bei den alteren Einrichtungen der Spektrographen stellte man meist den Stern so ein, daß man vor der Aufnahme mittels einer Lupe, die an Stelle der photographischen Platte eingesetzt wurde, das Sternspektrum beobachtete und mittels der Feinbewegung der Deklinationsachse dann den Stern so auf den Spalt brachte, daß sein Spektrum in moglichst großer Helligkeit erschien Das war besonders bei unruhiger Luft eine delikate Operation, die nicht immer so gluckte, daß das Sternbildchen nun auch wirklich sich in der Mitte des Spaltes befand, d h ihn gleichmaßig erleuchtete, wie es sein sollte Es galt zwar als Regel, den

Spalt enger zu machen, als der Durchmesser des Sternbildes war, z. B. für einen Sternbilddurchmesser von 0,05 mm den Spalt höchstens 0,03 mm weit zu machen. Trotz dieser Regel war aber das Sternbildchen nicht immer mit Sicherheit so auf die Mitte des Spaltes zu bringen, daß der Spalt als gleichmäßig beleuchtet angesehen werden konnte, wie er es doch bei der Aufnahme des Vergleichsspektrums tatsächlich ist, denn bei unruhiger Luft läßt es sich kaum ausführen, den Schwerpunkt des Sternbildchens oder Sternscheibchens ganz genau in die Mitte des Spaltes zu bringen, auch wenn letzterer noch viel enger ist, als der Durchmesser dieses Scheibchens beträgt. Die großen Abweichungen, die zwischen den in den ersten Zeiten der Sternspektrographie erhaltenen Werten der Radialgeschwindigkeiten vorhanden waren, dürften zum größten Teil auf den Einstellfehler oder besser gesagt auf den Einstell- und den Haltefehler zurückzuführen sein. Merkwürdigerweise wurde man auf die Möglichkeit des Vorkommens dieses Fehlers erst sehr spät aufmerksam, obwohl er doch ziemlich große numerische Beträge erreichen kann. Es ist wohl erst KÜSTNER[1], der sich desselben bewußt wurde, denn er sagt: „An exact test of the observed radial velocities of stars can in my opinion be obtained only by the observation of a source of light of precisely known radial velocity and as similar as possible to a star, under conditions as closely possible the same in the observation of the star." Er schlägt dann für große, lichtstarke Instrumente vor, die Radialgeschwindigkeiten der hellsten kleinen Planeten oder der Jupitersatelliten zu bestimmen und mit den theoretisch genau bekannten Werten der Geschwindigkeiten zu vergleichen. Er diskutiert auch noch andere Möglichkeiten, bis er schließlich mit ZURHELLEN isolierte, leuchtende Bergspitzen in der Nachtseite des Mondes, nahe dem Terminator, spektrographisch aufnahm. Auf diese Weise fand er, daß die in Bonn beobachteten Radialgeschwindigkeiten der Sterne um rund -1 km/sec zu korrigieren seien. Merkwürdigerweise ist diese Anregung KÜSTNERS lange unbeachtet geblieben, und erst 1915 wurde W. W. CAMPBELL[2] bei Beobachtungen der Venus auf diese Ursache des Vorkommens systematischer Fehler aufmerksam. Er erkannte ebenfalls, daß eine nicht gleichförmige, sondern asymmetrische Erleuchtung des Spaltes derartige Fehler erzeugen könne, und er führte aus, daß systematische Fehler auch in den Radialgeschwindigkeiten der Sterne auf die Weise entstehen konnten, daß der Beobachter beim Führen des Sternes die Tendenz hat, die Mitte des Sternscheibchens näher der einen Kante des Spaltes zu halten als der anderen. Der Einstell- und der Haltefehler waren, wie schon erwähnt, besonders zu befürchten, als man noch nicht die Einrichtung für das Einstellen und Halten des Sterns auf dem Spalt besaß, die heutzutage bei jedem modernen Instrument vorhanden ist, und die die Möglichkeit bietet, die Lage des Sternscheibchens auf dem Spektrographenspalt selbst zu beobachten. Aber auch nach dieser Vervollkommnung der Instrumente können noch solche systematische Fehler vorkommen, wenn auch vielleicht nicht mehr in so beträchtlicher Größe.

Wegen des großen Einflusses, den ein Einstell- bzw. Haltefehler auf die Radialgeschwindigkeitsbestimmung ausüben kann, sollen die Ursachen für seine Entstehung näher betrachtet werden, die auch noch für die neueren Apparate gelten.

Zunächst liegt die Möglichkeit vor, daß der Beobachter das Sternscheibchen vor der Beobachtung selbst nicht richtig auf die Spaltöffnung bringt. Solche physiologischen oder psychologischen Eigentümlichkeiten sind schon bei Messungen anderer Art bemerkt worden, und es wird von ihnen weiter unten bei der Besprechung der Ausmessung der Spektren noch die Rede sein. Es mag nur

---

[1] Ap J 27, S. 323 (1908).   [2] Publ A S P 27, S. 129 (1915).

erwahnt werden, daß solche Fehler gesetzmaßigen, von Person zu Person wechselnden Charakter und Großenbetrag haben und haufig fur lange Zeiten in konstanter Form erhalten bleiben

Eine unrichtige, unsymmetrische Einstellung kann aber auch durch einen Zentrierungsfehler des Objektives des Fernrohrs, an dem der Spektrograph befestigt ist, entstehen, nur daß hier der Einstellungsfehler meist konstant bleibt Durch eine schlechte und wie es scheint sogar veranderliche Zentrierung der Korrektionslinse des großen Refraktors in Pulkowa haben die dort bestimmten Radialgeschwindigkeiten systematische Fehler erhalten, wie BELOPOLSKY[1] nachwies Fehler derselben Art, wenn wohl auch von geringerem Betrage, entstehen, wenn das Fernrohrobjektiv selbst fehlerhaft ist und in der Lichtverteilung nicht ganz gleichmaßige Scheibchen als Bilder der Sterne gibt

Ist der Stern zu Beginn der Exposition in die richtige Lage auf den Spalt gebracht, so kann ein Haltefehler in die Radialgeschwindigkeit kommen, wenn die Fuhrung des Sterns unachtsam erfolgt, die Refraktion und die atmospharische Dispersion sich wahrend der Belichtung andern durch Veranderung der Zenitdistanz des Sterns oder wenn infolge unrichtiger Aufstellung des Fernrohrs selbst der Stern seine Lage gegen die Spaltmitte andert

Aus dem vorher Angefuhrten ergibt sich, daß man dem Einstell- und dem Haltefehler (Fehler der Fuhrung) große Aufmerksamkeit zuwenden muß Es sollte jeder Beobachter Versuche wie KUSTNER anstellen und weiterhin prufen, ob ein Gang entsprechend dem Stundenwinkel in den Radialgeschwindigkeitswerten eines moglichst haufig beobachteten Sternes sich zeigt

36 Einstell- und Haltefehler infolge der atmospharischen Dispersion Das Bild eines Sternes ist infolge der atmospharischen Dispersion weder ein Punkt noch ein Scheibchen, in welchem das Licht der verschiedenen Wellenlangen symmetrisch zur Mitte des Gebildes verteilt ist, sondern ein kleines Spektrum, dessen Ausdehnung von der Zenitdistanz des Sterns abhangig ist Das Spektrum ist bei großer Zenitdistanz langer als bei kleiner, d h die Ausdehnung des Spektrums ist fur einen gegebenen Beobachtungsort abhangig von der Deklination und dem Stundenwinkel des Sterns Sie ist am geringsten beim Meridiandurchgang und wachst mit zunehmendem ostlichen bzw westlichen Stundenwinkel Wird der Stern durch das optische System des Fernrohres auf den Spalt projiziert und wird sein Bild mittels einer Haltevorrichtung (kleines Fernrohr oder Mikroskop) so auf den Spalt justiert und auf ihm gehalten, daß dem Auge das von den spiegelnden Spaltbacken reflektierte Bild symmetrisch zur Mitte des Spaltes erscheint, so wird hauptsachlich das Wellenlangengebiet des atmospharischen Sternspektrums richtig auf die Spaltmitte fallen, fur das das Auge am empfindlichsten ist, d h das Gebiet um 550 $\mu\mu$ herum Das durch den Spektrographen erhaltene Spektrum wird somit fur das Gebiet um 550 $\mu\mu$ richtige Wellenlangen bzw Radialgeschwindigkeiten ergeben, wahrend die Wellenlangengebiete zu beiden Seiten von 550 $\mu\mu$, als nicht in der Mitte des Spaltes liegend, systematische Abweichungen zeigen mussen, die um so großer werden, je weiter ab von 550 $\mu\mu$ die Wellenlangengebiete liegen, vorausgesetzt daß der Spalt eine solche Breite hat, daß die betreffenden Wellenlangengebiete des atmospharischen Sternspektrums uberhaupt noch in den Spektrographen hineingelangen Die aus einem Spektrogramm erhaltenen Radialgeschwindigkeiten werden also einen von der Wellenlange abhangigen Gang aufweisen, der einen Hinweis fur das Vorhandensein eines solchen Haltefehlers ist, falls der Spektrograph fehlerfrei ist

[1] Ap J 21, S 55 (1905)

Besonders leicht werden diese systematischen Abweichungen auftreten, wenn als Aufnahmefernrohr ein Spiegelteleskop benutzt wird, und sie werden um so größer sein, je größer die Brennweite des Spiegelsystems ist Bei Benutzung eines Objektivs, das meist nur für einen beschränkten Wellenlängenbereich achromatisch ist, wirkt das Objektiv etwa wie ein Filter man erhält denjenigen Teil des atmosphärischen Sternspektrums in richtiger Lage auf dem Spalte, für welchen das Objektiv achromatisiert ist, der also für das Auge der hellste ist Die Zerstreuungsscheibchen der von dem achromatisierten Bereiche weiter abliegenden Gebiete werden groß und damit auch schwach Ist z B das Objektiv für den Wellenlängenbezirk λ 400 bis 450 $\mu\mu$ achromatisiert, so sieht der Beobachter bei richtiger Einstellung des Spektrographenspaltes in den Fokus des Fernrohres ein kleines blaues Scheibchen auf dem Spalte, das sich leicht in die richtige Lage zum Spalt bringen und in dieser halten läßt Die Spektrogramme ergeben richtige Radialgeschwindigkeiten für den Wellenlängenbezirk λ 400 bis 450 $\mu\mu$, aber bei Vorhandensein atmosphärischer Dispersion systematisch fehlerhafte für weiter abliegende Bezirke wie etwa für λ 350 bis 390 $\mu\mu$ Diese Abweichungen werden um so größer werden, je weiter ab der Wellenlängenbezirk von dem der Achromatisierung abliegt, für den man den Stern auf den Spalt justiert und hält Je weiter der Spalt geöffnet wird, um so größer sind diese Abweichungen

Da, wie bereits erwähnt, die Länge des atmosphärischen Sternspektrums sowohl von der Deklination wie von dem Stundenwinkel des Sterns abhängt und außerdem dieses Spektrum seine Lage gegen die Spaltrichtung und den Spalt selbst ändert, so wird man eine veränderliche Radialgeschwindigkeit erhalten, wenn man eine größere Reihe von Spektren ein und desselben Sterns während einer Nacht in verschiedenen Stundenwinkeln aufnimmt Die so erhaltene Radialgeschwindigkeit wird sich dann als Funktion des Stundenwinkels darstellen lassen, vorausgesetzt daß der Stern eine konstante oder eine so langsame veränderliche Radialgeschwindigkeit besitzt, daß sie als konstant für einen Tag angesehen werden kann

Die Abhängigkeit der Radialgeschwindigkeit vom Stundenwinkel ist somit ein Anzeichen dafür, daß ein Einstell- oder Haltefehler vorliegt Bei Vorhandensein einer größeren Anzahl von Spektrogrammen eines einzelnen Sternes sollte man diese stets nach dem Stundenwinkel ordnen und prüfen, ob eine Abhängigkeit zwischen Radialgeschwindigkeit und Stundenwinkel vorhanden ist Freilich wird es nicht immer leicht sein, diese Abhängigkeit mit Sicherheit festzustellen, da der Zustand der Atmosphäre, insbesondere die Luftunruhe, den Betrag des systematischen Fehlers mehr oder minder beeinflussen kann

Da die atmosphärische Dispersion für einen gegebenen Beobachtungsort auch von der Deklination des Sterns abhängt, so können die Radialgeschwindigkeiten auch noch einen systematischen, von der Deklination der Sterne abhängigen Fehler aufweisen, der sich dem von dem Stundenwinkel abhängigen Fehler überlagert Dieser Fehler wird sich insbesondere bei der Vergleichung zweier Kataloge von Radialgeschwindigkeiten bemerkbar machen, in welchen eine genügend große Zahl gemeinsamer Sterne verschiedener Deklination vorhanden ist, vorausgesetzt daß die beiden Observatorien, auf denen die Kataloge gewonnen wurden, eine merklich verschiedene geographische Breite besitzen Man erfaßt den Stundenwinkel- und den Deklinationsfehler zusammen, wenn man die Abhängigkeit der Radialgeschwindigkeiten von der Zenitdistanz der Sterne zu der gegebenen Beobachtungszeit prüft

Der Haltefehler, der durch die atmosphärische Dispersion entsteht, hängt aber auch noch von der Helligkeit und dem Spektraltypus der Sterne ab Der

Wellenlängenbezirk, der bei einem hellen Stern noch wirksam für das Auge und die photographische Platte ist, ist größer als bei einem schwachen Stern, er ist auch größer für einen B- oder A-Stern als für einen gleich hellen vom Typus G bis M. Somit entstehen durch diese Art des Haltefehlers auch noch systematische Fehler der Radialgeschwindigkeiten, die von der Helligkeit und dem Spektraltypus abhängen, so daß die atmosphärische Dispersion außerordentlich komplizierte Verhältnisse für sehr genaue Bestimmungen der Radialgeschwindigkeit schafft.

Das einfachste und sicherste Mittel, die Einstell- bzw. Haltefehler infolge atmosphärischer Dispersion zu vermeiden, besteht darin, daß man die Beobachtungen nur in sehr kleinen Zenitdistanzen ausführt. In den Fällen, wo dies nicht möglich ist, muß man auf die Aufnahme des Gesamtspektrums oder großer Teile desselben verzichten und sich auf kleinere beschränken. Die Größe dieser Teile hängt vom Betrage der Zenitdistanz ab. Je größer diese ist, um so kleinere Teile sind brauchbar. Ein Kriterium dafür, daß man den Teil nicht zu groß gewählt hat, besteht darin, daß der Betrag der Radialgeschwindigkeit eines Sterns für alle Linien der ganzen gemessenen Strecke gleichbleiben muß. Bei der Einstellung des Sterns auf den Spalt hat man darauf zu achten, daß das Licht der Spektralgegend, die vermessen werden soll, richtig auf die Mitte des Spaltes fallen muß. Das ist nicht immer leicht auszuführen. W. H. WRIGHT hat diese Operation sehr eingehend geschildert, und da seine Darstellung der ganzen Frage sehr klar ist, soll sie hier ausführlich und wörtlich wiedergegeben werden. Sie bezieht sich auf das Einstellen eines Sterns auf den Spalt bei Benutzung eines Reflektors, wo die richtige Einstellung besonders schwierig wird[1]. „Although a mirror forms an achromatic image, one does not have to observe very far from the zenith with a powerful reflecting telescope to notice a strong tinge of color bordering the image of a star, due to atmospheric dispersion. This effect of zenith distance is more noticeable with a reflector than with a refractor, as with the latter instrument there is always more or less color about. At a zenith distance of 25° the color is very pronounced. It becomes then a matter of importance, where the following is done with the use of a reflecting slit, to determine the position in the elongated star image at which the slit must be placed in order to allow the greatest amount of light, of the wave-length used, to enter the spectograph. For the purpose of making such a determination the telescope was pointed at a bright star (α Hydrae) whose zenith-distance was about 25°. One observer looking into the small finding telescope kept the image of the star from drifting in right ascension, while the other looking into the spectroscope moved the telescope in declination untill the brightness of the blue spectrum was at maximum. The position of the slit on the image was then noted by the first observer. In this way it was found that the brightest spectrum was resulted when the slit crossed the visually brightest part of the somewhat elongated star image. The experiments were repeated, using the star α Leonis at a zenith distance of about 45°. While the atmospheric spectrum was much more pronounced in this case, the result of the tests was about the same. As we are not accustomed to observe at zenith distances as great as that used in the second test, the practice is followed of placing the slit across the visually brightest part of the image."

W. H. WRIGHT hat noch ein zweites Verfahren angegeben, wie man den Einstell- bzw. Haltefehler infolge atmosphärischer Dispersion vermeiden kann[2]. Es besteht darin, daß der Spalt des Spektrographen nicht wie üblich parallel

---

[1] Publ. Lick Obs. 9, S. 45 (1907).   [2] Lick Bull. 12, S. 109 (1926).

dem Äquator gestellt wird, sondern in der Richtung des atmosphärischen Spektrums, d. h. also stets senkrecht. Auf diese Weise kann das Licht aller Wellenlängen in den Spalt eintreten. Der Spektrograph muß somit im Positionswinkel drehbar sein. Das Spektrum wird durch Hin- und Herbewegen des Fernrohrs in Richtung der Deklination verbreitert. Dieses Verfahren ist besonders für Aufnahmen im Ultraviolett, z. B. mit Hilfe eines Quarzspektrographen, geeignet. Ob es schon bei Radialgeschwindigkeits-Bestimmungen verwendet wurde, ist nicht bekannt.

37. Verziehungen der Schicht der photographischen Platte. Als letzte Quelle für systematische Fehler bei der Aufnahme von Sternspektren kommen noch Schichtverziehungen der photographischen Platte in Betracht, freilich dürften sie nur ausnahmsweise eine Rolle spielen. Eine Schichtverziehung wird meistens nur einzelne Spektrallinien und die aus ihnen folgenden Radialgeschwindigkeiten beeinflussen und damit den Mittelwert der ganzen Platte. Es ist aber nicht wahrscheinlich, daß auf einer zweiten Platte eine Schichtverziehung im demselben Sinn vorkommt, so daß die Schichtverziehung im allgemeinen nur in der Art eines zufälligen Fehlers wirken wird, außer wenn die Platten bei den photographischen Manipulationen allesamt in gleicher, unrichtiger Weise behandelt werden. Das dürfte aber wohl kaum vorkommen und ist außerdem jedenfalls vermeidbar.

h) Systematische Fehler bei der Ausmessung der Spektrogramme.

38. Fehler des Meßapparates. Der eigentlich messende Teil des Apparates, die Meßschraube (bzw. der Maßstab), kann periodische und fortschreitende Fehler besitzen, deren Vernachlässigung systematische Fehler in den Radialgeschwindigkeiten zur Folge hat. Es braucht aber hier nicht näher auf diese Fehlerquelle eingegangen zu werden, da sie bei allen astronomischen Messungen eine Rolle spielt und keine Eigentümlichkeit spektroskopischer Messungen ist. Es werden die Fehler der Schraube ermittelt und an die Messungen angebracht genau in der Weise wie bei anderen astronomischen Arbeiten. Die fortschreitenden Fehler werden übrigens zum großen Teil durch Benutzung eines linienreichen Vergleichsspektrums unschädlich gemacht.

Es ist wohl selbstverständlich, daß der Meßapparat in einem Raum mit konstanter Temperatur aufgestellt wird, damit thermische Änderungen der Meßschraube oder anderer Teile des Apparates während der Messung vermieden werden.

Großes Gewicht ist darauf zu legen, daß die Beleuchtungsvorrichtung richtig und in fester Lage gegen das Meßmikroskop angebracht ist. Die optischen Teile des Apparates, speziell die Mikroskopobjektive, sind selten fehlerfrei, so daß durch eine Veränderung der Lage der Beleuchtungslampe während der Messung systematische Fehler in den Messungen entstehen. Bei feststehendem Mikroskop und beweglicher Platte ist es daher am zweckmäßigsten, die Beleuchtungsvorrichtung, etwa eine mattierte Metallfadenlampe, fest mit dem Mikroskop zu verbinden, so daß Lagenänderungen überhaupt nicht vorkommen können. Den besten Ort für die Lampe findet man dadurch, daß man das Okular des Mikroskopes entfernt und das Auge in den Brennpunkt des Objektivsystems bringt. Erscheint letzteres dann als gleichmäßig erleuchtete Scheibe, so ist die beste Stellung der Lampe gefunden, in der sie dann ein für allemal befestigt wird.

39. Die Linienkrümmung[1]. Das Abbild des geradlinigen Spaltes auf der photographischen Platte, eine Spektrallinie, ist beim Prismenspektrographen

---

[1] J. Hartmann, A. N. 155, S. 98 (1901).

eine Parabel, deren konkave Seite in der Richtung nach kürzeren Wellenlängen hin liegt. Das Sternspektrum, das zwischen den Vergleichsspektren aufgenommen wird, liegt im Scheitel der Parabel oder in der Nähe desselben, besitzt infolge der Linienkrummung also eine Verschiebung gegen die beiden außen liegenden Vergleichsspektren. Letztere müssen durch eine Korrektion auf das Sternspektrum bezogen werden, so daß diese Verschiebung des Sternspektrums gegen die Vergleichsspektra aufgehoben wird. Die Korrektion ist meist nicht sehr groß, wenn der Spalt richtig gegen das Prismensystem steht, hat aber einen systematischen Charakter und kann daher nicht vernachlässigt werden. Daher soll hier etwas näher auf die Bestimmung der Linienkrummung eingegangen werden. Es sei vorausgesetzt, daß die Spektren in einem Meßapparat vermessen werden, der es gestattet, rechtwinklige Koordinaten zu messen. Die Platte wird zunächst im Meßapparat so justiert, daß das Sternspektrum parallel zur Meßschraube liegt. Es seien x_1 und y_1, x_3 und y_3 die rechtwinkligen Koordinaten der Mitten der Vergleichsspektren. Dann ist

$$y_0 = \frac{y_1 + y_3}{2}$$

die Ordinate der Mitte zwischen diesen beiden gemessenen Punkten und $y_3 - y_0 = y_0 - y_1 = D$ ist der Abstand der Punkte y_1 und y_3 von der Mitte der Vergleichsspektren. Der Ordinate y_0 entspricht eine Abszisse x_0.

Die Mitte des Sternspektrums besitze die Koordinaten x_2 und y_2, dann ist $y_2 - y_0 = d$ der Abstand der Mitte des Sternspektrums von der Mitte der Vergleichsspektren. Ist das Sternspektrum bei der Exposition richtig in die Mitte der Vergleichsspektren gekommen, so ist $y_2 - y_0 = d = 0$. Das wird im allgemeinen wohl selten in Strenge erreicht werden. Steht der Spalt senkrecht auf der Mittellinie des Spektrums und ebenso auch der Meßfaden, so ist bekanntlich die Gleichung einer Spektrallinie

$$x - x_0 = a(y - y_0)^2,$$

worin $x_0 = \frac{x_1 + x_3}{2}$ und y_0 die Koordinaten des Parabelscheitels sind.

Diese beiden Bedingungen, besonders die erstere, werden aber meistens nicht erfüllt sein, und es gilt dann die allgemeine Gleichung

$$x - x_0 = a(y - y_0)^2 + b(y - y_0), \tag{1}$$

wo a eine Konstante ist, die allein von den optischen Verhältnissen des Spektrographen und der Wellenlänge abhängt, während die Konstante b durch die Stellung des Spaltes und die Neigung des Meßfadens gegen die Mittellinie des Spektrums bestimmt wird. Für die Mitten der Linien des Vergleichsspektrums gelten dann die Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} x_1 - x_0 &= aD^2 - bD, \\ x_3 - x_0 &= aD^2 + bD, \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

somit

$$b = \frac{x_3 - x_1}{2D}. \tag{3}$$

Für das Sternspektrum ist

$$x_2 - x_0 = ad^2 + bd = -\Delta x, \tag{4}$$

wenn mit $-\Delta x$ die an die Messungen der Abszissen des Vergleichsspektrums anzubringende Korrektion bezeichnet wird. Aus (2) und (4) folgt für diese Korrektion

$$-\Delta x = a(d - D)^2 + bd. \tag{5}$$

Fällt die Mitte des Sternspektrums mit der Mitte der Vergleichsspektren zusammen ($y_2 - y_0 = d = 0$), d. h. werden die Einstellungen auf die Vergleichsspektren genau symmetrisch auf beiden Seiten des Sternspektrums ausgeführt, so folgt für die Korrektion

$$\Delta\lambda = aD^2 \qquad (6)$$

Es ist in diesem Fall somit gleichgültig, ob die Spektrallinien und der Meßfaden senkrecht auf der Richtung des Sternspektrums stehen, auch können die drei Spektren beliebig weit seitwärts im Spalte, d. h. auf einem Arm der Parabel liegen, wenn nur das Sternspektrum symmetrisch zwischen den gemessenen Punkten der Vergleichsspektren gemessen wird. Diese Bedingung wird stets erfüllbar sein, da die Vergleichsspektren ziemlich lange Linien besitzen und man bei der Messung diejenigen Punkte in den beiden Vergleichsspektren wählt, die gleichweit von dem Sternspektrum entfernt sind. In dem Fall, daß eine solche Auswahl aber nicht möglich ist, muß die Korrektion aus der allgemeinen Formel (5) berechnet werden.

Zur Bestimmung der Konstante a der Formel (6) stellt man auf einer Linie der Vergleichsspektren eine Anzahl von Punkten x_n, y_n für äquidistante Werte von y ein und berechnet a aus diesen symmetrisch zur Mitte liegenden Einstellungen unter Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate.

Wie schon erwähnt, ist die Konstante a eine Funktion a_λ der Wellenlängen. Man hat daher a_λ für eine Reihe von Wellenlängen λ zu bestimmen. Es zeigt nun die Erfahrung, daß diese verschiedenen Werte a_λ sich als eine lineare Funktion der Abszissen x_λ bzw. der Schraubenablesung s_λ darstellen lassen. Beispielsweise ist für den Spektrographen IV des Potsdamer Observatoriums[1]

$$a_\lambda = +0^R{,}0190 + 0{,}000098\,(s_\lambda - 21^R{,}36)\,,$$

wo s_λ der Wert von x_λ für die gemessene Spektrallinie ist. 1 R der Meßschraube beträgt 0,5 mm. Ist die Konstante a_λ genügend genau bestimmt, so berechnet man mittels ihres Wertes eine Tafel für die Korrektionen, die an die Schraubenablesungen der Sternlinien anzubringen sind, um das Sternspektrum auf das Vergleichsspektrum reduziert zu erhalten. Folgende Tafel gilt für den Spektrographen IV.

$2D$	$R = 0$	$R = 20$	$R = 30$	$R = 40$	$R = 60$
0,20 mm	$0^R{,}0002$	$0^R{,}002$	$0^R{,}002$	$0^R{,}002$	$0^R{,}002$
,30	4	4	5	5	5
,40	7	8	8	8	9
,50	11	12	12	13	14
,60	15	17	18	19	20
,70	20	23	24	25	27
,80	27	30	32	33	36
,90	34	38	40	42	45
1,00	42	47	50	52	57

Unter $2D$ ist der gegenseitige Abstand der zwei symmetrisch zum Sternspektrum gelegenen Punkte der Vergleichsspektren oder der doppelte Abstand der zu vermessenden Stelle des Sternspektrums von dem Vergleichsspektrum zu verstehen. Die Tabelle ist so zu verwenden, daß man die Zahlen derselben positiv zu den Schraubenablesungen der Sternlinien hinzuzufügen hat, um das Sternspektrum auf das Vergleichsspektrum reduziert zu erhalten. Der Ablesung $R = 21^R{,}36$ entspricht die Wellenlänge $\lambda = 4308$. Auch die Konstante b ist von der Wellenlänge abhängig, so daß man bei der Benutzung der allgemeinen

[1] Potsdam Publ. 18, Nr. 54, S. 68 (1907).

Formel (5) auch b als Funktion der Wellenlänge bzw. der Schraubenablesung s_λ anzusetzen hat ($b = -0^R{,}0103 - 0{,}000037\, s_\lambda$). Man kann diese Formel übrigens vereinfachen, wenn man beim Ausmessen der Spektren den Meßfaden so dreht, daß $x_3 - x_1 = 0$ wird. Es fällt dann das zweite Glied der Formel (5) weg.

Bei Spektrographen, die nicht genügend stabil gebaut sind, so daß sich die Spaltrichtung gegen die Richtung der brechenden Kante der Prismen verändert, wird b auch von der Lage des Spektrographen abhängen, während die Konstante a stets unverändert bleibt, wenn nichts an den optischen Teilen des Spektrographen geändert wird. Auch aus diesem Grunde ist es zweckmäßig, die Aufnahme und die Vermessung der Spektrogramme so anzuordnen, daß man die Formel (6) verwenden kann.

40. Der Einstellungsfehler. Beim Ausmessen der Spektrogramme können schließlich noch systematische Fehler psychologischer Art begangen werden dadurch, daß der Meßfaden nicht genau auf die Mitte einer Spektrallinie eingestellt wird, sondern unwillkürlich ein wenig seitlich. Dieser Fehler zeigt eine Abhängigkeit von der Breite der Spektrallinie in der Weise, daß sein Betrag für breite Linien größer als für schmale ist. HARTMANN[1] hat diese Art von Fehlern untersucht und gefunden, daß die Abhängigkeit des Fehlers f von der Breite l der Linie sich durch einen Zweig einer Hyperbel

$$l^2 = a f^2 + b f$$

darstellen läßt (a, b sind Konstanten), und es scheint, daß diese Gesetzmäßigkeit nicht nur für seine eigenen Messungen, sondern auch für die anderer Beobachter sowohl der Form als auch wenigstens der Größenordnung nach besteht. Der Betrag selbst ist natürlich für verschiedene Beobachter nicht gleich.

Diese Art von Fehlern kommt bei astronomischen Messungen sehr häufig vor, die Helligkeitsgleichung ist z. B. ein spezieller Fall derselben. Da aber dieser Fehler nicht nur systematischen Charakter besitzt, sondern auch unter Umständen sehr merkbare Größe haben kann, sind die Messungen von vornherein so anzuordnen, daß er ganz oder wenigstens zum größten Teil eliminiert wird. Das kann dadurch geschehen, daß die Ausmessung unter Vorsetzen eines Reversionsprismas vor das Okular des Meßapparates stattfindet. Die Einstellungen werden dann zweimal ausgeführt derart, daß das Prisma bei der zweiten Messung um 90° gedreht wird, wodurch sich der Meßfaden scheinbar in einer Richtung bewegt, die der der ersten Messung entgegengesetzt ist. Ein zweites Verfahren, ohne Anwendung eines Reversionsprismas, besteht darin, daß das Spektrogramm bei der zweiten Messung umgelegt wird, so daß der Meßfaden einmal im Sinne wachsender und das zweitemal im Sinne abnehmender Wellenlänge sich bewegt. Die praktische Erfahrung hat gezeigt, daß dieses zweite Verfahren meist bessere Resultate als das erste ergibt.

Das Mittel beider Einstellungen, sowohl das nach dem ersten, als auch das nach dem zweiten Verfahren, kann als ganz oder wenigstens als nahezu fehlerfrei angesehen werden.

Auch bei der Messung der Absorptionslinien eines Sternspektrums scheint ein derartiger Fehler aufzutreten, doch ist er meist von wesentlich geringerem Betrage.

Exakte und sehr ausführliche Untersuchungen über psychologische Fehler dieser Art hat P. LABITZKE[2] in seiner Dissertation „Experimentelle Untersuchungen über Fehler bei Mitteeinstellungen" veröffentlicht. Es soll auf diese wertvolle Abhandlung hingewiesen werden, die auch zahlreiche Literaturangaben enthält. Auf sie näher einzugehen, würde hier zu weit führen.

---

[1] A. N. 155, S. 95 (1901).

[2] Astr. Mitt. Sternwarte Göttingen 18 (1924).

i Verwandlung der Messungen (Schraubenablesungen) in Wellenlängen

41. Die Formel von CORNU[1] Nachdem die Ausmessung der Platte beendet ist und an die Ergebnisse die Korrektionen für Schraubenfehler, systematische Einstellungsfehler, Linienkrümmung usw angebracht sind, handelt es sich darum, einen funktionellen Zusammenhang zwischen den durch die Messung erhaltenen Zahlenwerten (s), deren Einheit ganz beliebig sein kann (Millimeter, Schraubenumdrehung usw) und den ihnen entsprechenden Wellenlängen (λ) herzustellen Bei den sehr verwickelten optischen Verhältnissen eines Spektrographen ist es von vornherein nicht wahrscheinlich, daß auf theoretischem Wege eine solche Beziehung zwischen s und λ zu finden ist Man ist daher darauf angewiesen, eine empirische Formel zu benutzen, eine Interpolationsformel, die sich den Messungen möglichst gut anschließt Als die Messungen noch eine geringe Genauigkeit besaßen und man sich mit Wellenlängenangaben von drei bis vier Stellen begnügte, war es das nächstliegende, sich eines graphischen Reduktionsverfahrens zu bedienen, d h die Messungen als Abszissen, die bekannten Wellenlängen als Ordinaten in Millimeterpapier einzuzeichnen und eine sich möglichst eng an die einzelnen Punkte anschließende, glatte Kurve hindurchzulegen, aus der dann die gesuchten Wellenlängenwerte entnommen werden konnten Dieses Verfahren gab genügend genaue Werte, und es würde sich auch heute noch, wo man für die Wellenlängen sechs- bis siebenstellige Zahlen benutzt, verwenden lassen, wenn die Interpolationskurven nicht außerordentlich große Dimensionen annehmen würden, was nicht nur unbequem, sondern auch wenig genau ist, weil sich solche Kurven kaum mit der nötigen Sicherheit zeichnen lassen dürften Einer graphischen Darstellung haftet weiterhin häufig eine gewisse Willkür an, so daß ein rechnerisches Verfahren vielfach schon aus diesem Grunde einem graphischen vorzuziehen ist

CORNU[1] bemerkte nun als erster bei der Aufzeichnung einer Kurve zur Umwandlung der Messungen (s) in Wellenlängen (λ) die große Ähnlichkeit dieser Kurve mit einer gleichseitigen Hyperbel, deren Asymptoten parallel den Koordinatenachsen sind (rechtwinklige Hyperbel), und es glückte ihm der Versuch, seine Messungen s durch eine Formel

$$s - s_0 = \frac{c}{\lambda - \lambda_0} \tag{1}$$

mit hinreichender Genauigkeit darzustellen Die Größen s_0, λ_0, c sind Konstanten, die aus den bekannten Wellenlängen zu bestimmen sind, und zwar bedeutet s_0 eine additive Konstante, die von der zufälligen Einlegung des Spektrums in den Meßapparat abhängt, c dagegen den Skalenwert der Platte CORNU hat seine Formel aber ausdrücklich als eine rein empirische Interpolationsformel bezeichnet Merkwürdigerweise ist diese Formel trotz ihrer bewiesenen guten Brauchbarkeit nach CORNU nicht mehr angewendet worden, sondern vollkommen verschollen

42. Die Formel von HARTMANN[2] Es ist nun das Verdienst von HARTMANN, nicht nur auf diese Formel hingewiesen und ihre gute Brauchbarkeit von neuem durch genaue Messungen dargetan zu haben, sondern sie auch noch durch Hinzufügung einer weiteren, aus den Messungen zu bestimmenden Konstante (α) verbessert zu haben, durch welche zwar die Rechenarbeit bei der

[1] Sur le spectre normal du soleil, partie ultra-violette, II Partie Ann de l'Ecole norm sup, II sér 9, S 21 (1880) Die Formel findet sich auf S 62ff

[2] Publ Potsdam Nr 42 (1898), Ap J 8, S 218 (1898)

Umwandlung der Messungsergebnisse in Wellenlängen vermehrt, aber die Genauigkeit der Rechnung ganz wesentlich erhöht wurde. Die Formel von HARTMANN lautet

$$s - s_0 = \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^\alpha} \tag{2}$$

Sie stellt die spektrographischen Messungen über einen nicht allzu großen Messungsbereich nicht nur vollkommen dar, wie beispielsweise[1] folgende Tabelle zeigt, sondern sie erfaßt auch für große Messungsbereiche den funktionalen Zusammenhang zwischen s und λ so weitgehend, daß nur noch eine kleine, leicht und sicher auszuführende graphische Interpolation nötig ist, um die überhaupt erreichbare Genauigkeit zu sichern. Die praktische Erfahrung hat gezeigt, daß man eine solche zusätzliche Verbesserung (sie kann übrigens auch ohne Mühe rechnerisch erfolgen, da die Verbesserungen sich fast stets durch eine einfache Formel darstellen lassen) immer nötig hat, wenn man eine für eine bestimmte Platte gefundene Formel auch auf andere Platten anwenden will. Die Werte der vier Konstanten der Formel (2) hängen nämlich ziemlich stark von der Apparattemperatur ab, bei welcher die Aufnahmen gewonnen wurden, und können sich von Platte zu Platte so merklich ändern, daß die für eine bestimmte Platte berechnete Formel nicht ohne weiteres für Platten anwendbar bleibt, die bei einer anderen Temperatur erhalten wurden. Durch die zusätzliche graphische oder rechnerische Verbesserung kann aber in diesem Fall ein vollständiger Anschluß erreicht werden, und man braucht dann nicht für jede einzelne Platte die etwas umständliche Berechnung von (2) vorzunehmen.

s	λ ROWLAND	λ Formel	$\lambda_R - \lambda_F$
14P,8974	4673,347	4673,344	+0,003
17 ,2885	4654,743	4654,759	− 16
20 ,1446	4633,078	4633,075	+ 3
25 6502	4592,796	4592,789	+ 7
29 ,7600	4563,939	4563,954	− 15
31 ,1828	4554,211	4554,207	+ 4
38 ,1030	4508,455	4508,444	+ 11
40 ,2562	4494,738	4494,740	− 2
43 ,2288	4476,214	4476,219	− 5
47 ,9205	4447,892	4447,893	− 1
51 ,7405	4425,608	4425,614	− 6
54 ,8733	4407,851	4407,847	+ 4
60 ,6717	4376,107	4376,103	+ 4
63 ,7593	4359,784	4359,780	+ 4
67 ,4763	4340,634	4340,638	− 4
71 ,8454	4318,817	4318,825	− 8
79 ,4465	4282,565	4282,548	+ 17
81 ,0921	4274,958	4274,965	− 7
85 ,6317	4254,505	4254,502	+ 3
90 ,9952	4231,183	4231,183	0,000

Es ist also eigentlich überhaupt gar nicht nötig, sich die Arbeit einer strengen Aufstellung der Gleichung (2) zu machen, es genügt vielmehr, Gleichung (2) so zu berechnen, daß die nachträglich anzubringenden Korrektionen so klein bleiben, daß sie mit voller Sicherheit graphisch oder rechnerisch erlangt werden können. Das ist stets dann der Fall, wenn man ein Vergleichsspektrum mit vielen, günstig verteilten Linien (Fe, Ti usw.) hat, deren Wellenlängen mit genügender Genauigkeit bekannt sind. Ein solches Vergleichsspektrum steht heutzutage stets zur Verfügung.

43. Die Berechnung der Formel (1) nach CORNU. Trotz dieser Erfahrung soll doch gezeigt werden, wie man die Konstanten der Gleichungen (1) und (2) streng berechnet. Man wird bei allen Anwendungen zunächst von der CORNUschen Formel ausgehen und erst, wenn sich zeigt, daß diese nicht genügt, die mühsamer zu berechnende HARTMANNsche Formel heranziehen.

Für die Bestimmung der drei Konstanten s_0, λ_0, c der Gleichung (1) genügen drei Linien, die zweckmäßig so ausgesucht werden, daß die erste am

---

[1] A. N. 155, S. 103 (1901). Die Formel selbst lautet $\lambda = 3280{,}596 + \left(\frac{[4{,}3568195]}{s + 280{,}5608}\right)^{\frac{1}{0{,}6}}$.

Beginn, die zweite in der Mitte und die dritte am Ende der Messungsreihe liegt Es ist dann

$$\lambda_n - \lambda_0 = \frac{c}{s_n - s_0}, \qquad n = 1, 2, 3$$

oder nach den Unbekannten aufgelost

$$\left.\begin{aligned} s_0 &= \frac{s_1(\lambda_1-\lambda_2)(s_3-s_2) - s_3(\lambda_2-\lambda_3)(s_2-s_1)}{(\lambda_1-\lambda_2)(s_3-s_2) - (\lambda_2-\lambda_3)(s_2-s_1)}, \quad c = \frac{(s_3-s_0)(s_1-s_0)(\lambda_1-\lambda_3)}{s_3-s_1}, \\ \lambda_0 &= \lambda_1 - \frac{c}{s_1-s_0} = \lambda_2 - \frac{c}{s_2-s_0} = \lambda_3 - \frac{c}{s_3-s_0} \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

Die drei Werte von λ_0 mussen, falls die Rechnung richtig gefuhrt wurde, ubereinstimmen Will man mehr als drei Linien zur Bestimmung der Konstanten von (1) verwenden (das ist immer von Vorteil, da zufallige Messungsfehler in den s_n unvermeidlich und Fehler in den Wellenlangen λ_n wohl haufig vorhanden sind), so benutzt man die aus (3) erhaltenen Werte von s_0, λ_0, c als erste Annaherung, die man unter Anwendung aller ubrigen gemessenen Linien nach der Methode der kleinsten Quadrate verbessert Es ist

$$\left.\begin{aligned} d\lambda_n &= d\lambda_0 + \frac{\lambda_n - \lambda_0}{s_n - s_0}\, ds_0 + \frac{\lambda_n - \lambda_0}{c}\, dc \\ \text{oder} \qquad d\lambda_n &= d\lambda_0 + \frac{c}{(s_n - s_0)^2}\, ds_0 + \frac{dc}{s_n - s_0} \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

Es hat sich nun aber gezeigt, daß bei der Berechnung einer der Gleichungen (4) mittels der Methode der kleinsten Quadrate fast immer die Korrektionen $d\lambda_0$, ds_0, dc mit nur geringem Gewicht, also wenig sicher, gefunden werden Setzt man aber $d\lambda_0 = 0$ und bestimmt nur die ds_0 und dc, so fallt dieser Mißstand fort, und man erhalt die Konstanten der Gleichung (1) fast stets so, daß Gleichung (1) in dieser durch zahlreiche Linien bestimmten Gestalt die Beobachtungen wesentlich besser darstellt als bei einem Anschluß an nur drei Linien Statt die Gleichungen (4) fur jede einzelne Wellenlange λ_n aufzustellen, kann man eine Anzahl Werte $d\lambda_n$ zu einem „Normalort" zusammenfassen und fur den Mittelwert der dazugehorigen λ_n das entsprechende s_n mittels der provisorischen Gleichung (1) berechnen Auf diese Weise wird eine Arbeitsersparnis ohne Einbuße an Genauigkeit erzielt

44 Die Berechnung der Formel (2) von HARTMANN. Da diese Formel sich nicht mehr direkt auflosen laßt, muß man die vier Konstanten derselben durch das Verfahren der sukzessiven Naherungen finden HARTMANN schlagt dazu folgenden Weg ein[1] Er nimmt fur λ_0 und α plausible Werte an und andert diese so lange, bis funf Messungen s_n moglichst gut dargestellt werden Da große Anderungen von α nur kleine Anderungen in der Darstellung der Beobachtungen bewirken, wird man leicht ein passendes α finden (s nachste Ziffer) Man wahle also aus der Messungsreihe funf moglichst gut bestimmte und gleichmaßig verteilte Linien aus mit den Wellenlangen $\lambda_1, \lambda_2, \ldots, \lambda_5$ $(\lambda_1 < \lambda_2 < \cdots < \lambda_5)$, die entsprechenden Schraubenablesungen seien $s_1, s_2, \ldots, s_5$ $(s_1 > s_2 > \cdots > s_5)$ Setzt man nun zur Abkurzung

$$\beta_n = \frac{1}{(\lambda_n - \lambda_0)^\alpha},$$

so wird die HARTMANNsche Formel

$$s_n - s_0 = c\beta_n \qquad (n = 1, 2, 3, 4, 5) \qquad (5)$$

[1] Z f Instrk 37, S 166 (1917)

Markiert man dann die in der ersten Hypothesenrechnung vorkommenden λ_0, s_0, c durch einen Strich oben: λ_0', s_0', c', so erhält man aus den Messungen s_1 und s_5

$$c' = \frac{s_1 - s_5}{\beta_1 - \beta_5}$$

und damit

$$s_{01}' = s_1 - c'\beta_1\,, \qquad s_{05}' = s_5 - c'\beta_5\,,$$

wenn man die aus der ersten und fünften Linie gefundenen provisorischen Werte von s_0' mit den unteren Indizes 1 und 5 (s_{01}', s_{05}') versieht. Es ist nun

$$s_{01}' = s_{05}'\,,$$

aber der aus der dritten Linie s_3 gefundene Wert von

$$s_{03}' = s_3 - c'\beta_3$$

wird meist von den s_{01}' und s_{05}' verschieden sein, etwa

$$s_{03}' - s_{01}' = \varDelta_3'$$

Die erste Regel von HARTMANN besagt dann: Ist $\varDelta_3'$ negativ, dann ist der angenommene Wert von λ_0' zu klein, ist $\varDelta_3'$ positiv, so ist λ_0' zu groß genommen.

Aus dieser Regel ersieht man, in welchem Sinne man bei unverändertem α das λ_0' zu einer zweiten Hypothesenrechnung (λ_0'') ändern muß. Diese wird dann auf gleiche Weise durchgeführt, und man erhält wiederum eine Differenz

$$\varDelta_3'' = s_{03}'' - s_{01}''\,,$$

wo die Größen s_{01}'', s_{03}'', $\varDelta_3''$ als zur zweiten Hypothese gehörend durch zwei Striche oben gekennzeichnet sind.

Für die dritte Näherung wird man einen Wert

$$\lambda_0''' = \lambda_0'' + \varDelta_3'' \frac{\lambda_0'' - \lambda_0'}{\varDelta_3'' - \varDelta_3'}$$

wählen.

Diese Näherungen sind so lange durchzuführen, bis die Differenz $\varDelta_3$ genügend klein geworden ist, d. h. bis die drei Messungen nahe denselben Wert s_0 liefern, ein Anzeichen dafür, daß die Gleichungen (5) durch das betreffende System von Konstanten: α, λ_0, s_0, c sehr nahe erfüllt sind. Nun hat man noch eine Verbesserung des ursprünglich angenommenen Wertes der Konstanten α vorzunehmen, und das geschieht auf folgende Weise: Man setzt die aus der letzten Hypothesenrechnung gefundenen λ_0, s_0, c auch in die zweite und vierte Gleichung (5), wodurch man Werte s_{02} und s_{04} erhält, die von den $s_{01} = s_{03} = s_{05}$ meist verschieden sein werden. Man hat also wieder Differenzen

$$\varDelta_2 = s_{02} - s_{01} \qquad \text{und} \qquad \varDelta_4 = s_{04} - s_{01}$$

Dann besagt die zweite Regel von HARTMANN: Der Anschluß der Dispersionsformel an die Beobachtungen kann so lange durch Annahme eines anderen Wertes von α verbessert werden, als die Differenzen $\varDelta_2$ und $\varDelta_4$ entgegengesetztes Vorzeichen haben, und zwar ist α zu verkleinern, wenn $\varDelta_2$ negativ, zu vergrößern, wenn $\varDelta_2$ positiv ist. Dagegen ist die Anschlußfähigkeit der Formel erschöpft, wenn die Darstellungsreste ($\varDelta_2$ und $\varDelta_4$) in der ersten und zweiten Hälfte der Messungsreihe gleiches Vorzeichen haben und nahe gleich groß sind.

Aus dieser Regel erkennt man den Sinn, in welchem der ursprünglich angenommene Wert von α zu ändern ist. Nach Annahme eines zweiten entsprechend der Regel geänderten Wertes von α muß dann wiederum eine Reihe von Hypothesen über λ_0 nach dem oben geschilderten Verfahren durchgerechnet werden,

bis der ersten, dritten und funften Messung genugt ist Dann ersieht man wieder aus den Differenzen Δ_2 und Δ_4, ob der zweite fur α angenommene Wert geeignet ist Alle diese Naherungen sind erst dann beendet, wenn den funf Gleichungen (5) moglichst gut genugt wird Zum Schluß wird man die Messungen samtlicher Linien mittels der zuletzt gewonnenen Formel berechnen und prufen, wie sie durch die Formel dargestellt werden Sind die Differenzen zwischen dem bekannten und dem berechneten Wert noch merklich, so wird man die HARTMANNsche Formel durch einen Anschluß an samtliche Messungen mittels der Methode der kleinsten Quadrate weiter verbessern (Ziff 46)

45 Der numerische Wert der Konstanten α. Über die Große des Exponenten α laßt sich a priori nichts sagen In der folgenden Tabelle sind die Werte

Observatorium	Zahl der Prismen	α	Quelle
Allegheny	1	1	Publ Allegheny Obs 1, S 13 u 15
Cambridge (England)	1	0,8	M N 71, S 667
Detroit	1	1	Publ Astr Obs Univ Michigan 1, S 141
Ottawa	1	1	Report of the Chief Astronomer 1909, S 175
Potsdam Spektr D	1	1,0	—
Potsdam Spektr I	1	1,0	Potsdam Publ 12, Nr 42, S 23
Potsdam Spektr VI	1	0,9	—
Victoria B C	1	1	Publ Astrophys Obs Victoria 1, S 331
Wien	1	0,9—1,0	Wien, Ann 25, Nr 1, S 45
Cambridge (England)	2	0,6	M N 71, S 667
Bonn	3	0,5	A N 166, S 182
Emerson McMillin	3	0,6	Ap J 21, S 309
Potsdam Spektr III	3	0,6	A N 155, S 103
Potsdam Spektr IV	3	0,66—0,7	Potsdam Publ 18, Nr 54, S 58
Potsdam Spektr V	3	0,7	(Visueller Teil des Spektrums)
Pulkowa	3	0,6	Ap J 19, S 88
Victoria B C	3	1	Publ Astrophys Obs Victoria 1, S 331
Cambridge (England)	4	0,25	M N 71, S 667
Cape of Good Hope	4	1	Cape Annals 10, Pt 2, S 30B
Potsdam, Quarzspektrograph Q und UQ	1	4—5	Astr Mitt Göttingen Nr 16, S 15

von α fur eine Anzahl Spektrographen zusammengestellt Aus ihr folgt rein statistisch, daß α fur Einprismenspektrographen in der Nahe von $\alpha = 1$, fur Dreiprismenspektrographen in der Nahe von $\alpha = 0{,}6$ liegt, ferner daß α mit wachsender Zahl der Prismen abnimmt Wenn man berucksichtigt, daß die Prismen der Spektrographen der verschiedenen Observatorien aus verschiedenen Glassorten bestehen, daß die Kollimator- und Kameraobjektive verschiedene Konstruktionen und Brennweiten besitzen (fur Wien und Pulkowa gilt $\alpha = 0{,}6$ sowohl fur ein kurz-, als auch fur ein langbrennweitiges Kameraobjektiv), daß ferner die Spektrographen fur verschiedene Wellenlangenbezirke gebraucht werden (Spektr V Potsdam z B fur λ 4800 bis λ 6500), so scheint es, als ob der Wert von α im wesentlichen von der Zahl der Prismen abhangt Das ist eine bemerkenswerte Tatsache, fur die keine Erklarung bekannt ist Gewiß haben manche Beobachter sich darauf beschrankt, zur Vereinfachung der Rechnung $\alpha = 1$ anzunehmen und die dann meist schon kleinen Differenzen zwischen den bekannten und den aus der Formel berechneten Wellenlangen nachtraglich auszugleichen, aber z B fur die Spektrographen von Potsdam und Wien ist eine Reihe Werte von α durchgerechnet und der gunstigste ausgenutzt worden, so daß es doch den Anschein hat, als ob sich eine Gesetzmaßigkeit in den Zahlenwerten von α der

obigen Tabelle ausspräche. Jedenfalls kann man aus ihr entnehmen, daß man bei Versuchen, die Konstante α für einen Glasprismenspektrographen genau zu finden, bei einem Prisma vom Werte $\alpha = 1$, bei drei Prismen vom Werte $\alpha = 0{,}6$ auszugehen hat. Für Spektrographen mit Prismen aus anderem Material als Glas, z. B. aus Quarz, nimmt dagegen α ganz andere Werte an, wie die letzte Reihe der Tabelle zeigt.

46. Anschluß der HARTMANNschen Formel an zahlreiche Messungswerte. Zur Ableitung der HARTMANNschen Formel sind nach seinen sehr zweckmäßigen Rechenvorschriften nur fünf Messungen verwendet worden. Es ist Voraussetzung, daß sowohl die Wellenlängen dieser fünf Linien mit großer Genauigkeit bekannt sind, als auch insbesondere, daß die Messungen selbst möglichst fehlerfrei sind. Beide Bedingungen werden meist nicht erfüllt sein, und man wird deshalb wünschen, die Formel durch Anschluß an zahlreiche Messungwerte so zu verbessern, daß sie alle möglichst gut darstellt.

Aus den vorangehenden Rechnungen sind nun bereits gute Näherungswerte für die vier Konstanten α, c, λ_0, s_0 vorhanden, die man als Ausgangswerte für eine Verbesserungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate benutzen kann. Die Differentiation der HARTMANNschen Gleichung liefert die Differentialformeln

$$\Delta\lambda_n = \Delta\lambda_0 + \frac{1}{\alpha}\,\frac{\lambda_n - \lambda_0}{s_n - s_0}\,\Delta s_0 + \frac{1}{\alpha}\,\frac{\lambda_n - \lambda_0}{c}\,\Delta c\,,$$

$$\Delta s_n = \Delta s_0 + \alpha\,\frac{s_n - s_0}{\lambda_n - \lambda_0}\,\Delta\lambda_0 + \frac{s_n - s_0}{c}\,\Delta c\,.$$

Die Konstante α ist in diesen Formeln als bekannt und nichtverbesserungsbedürftig angenommen worden. Im allgemeinen bringen nur große Änderungen von α Verbesserungen in der Darstellung der Messungen durch die HARTMANNsche Gleichung. Da man aber bei den vorangehenden Näherungsverfahren doch verschiedene Werte des Exponenten α durchzuprobieren und für einen jeden eine Formel zu rechnen hat, so hat man schon ein Urteil, welcher Wert α zu wählen sein wird. Man berechnet nämlich mittels der aus fünf Messungen abgeleiteten Formeln die $\Delta\lambda_n$ bzw. Δs_n für alle gemessenen Linien und bildet die Fehlerquadrate $(\Delta\lambda_n)^2$ bzw. $(\Delta s_n)^2$ für jeden durchprobierten Wert α. Man trägt dann die Summe der Fehlerquadrate als Ordinaten, die zugehörigen Exponenten α als Abszissen in Millimeterpapier ein und erhält so eine Kurve, aus der man denjenigen Wert von α als den besten entnimmt, für den die Summe der Fehlerquadrate am kleinsten ist.

Hat man auf diese Weise α bestimmt, so löst man eine der obigen Gleichungen nach der Methode der kleinsten Quadrate auf. Auch hier zeigt sich, daß die Korrektionen $\Delta\lambda_0$, Δs_0, Δc nur unsicher gefunden werden, wenn man nicht $\Delta\lambda_0 = 0$ setzt. Daß diese Vereinfachung erlaubt ist, haben verschiedene ausgeführte numerische Rechnungen erwiesen.

Numerische Beispiele für die Berechnung der HARTMANNschen Formel sind enthalten in Potsdam Publ. 18, Nr. 54 (1907) sowie in Ann. Univ.-Sternw. Wien 25, Nr. 1 (1913).

47. Darstellung der Messungen durch die HARTMANNsche Gleichung. Es zeigte sich bei den zahlreichen Anwendungen der HARTMANNschen Formel, auch wenn sie durch einen Anschluß mittels der Methode der kleinsten Quadrate an eine sehr große Zahl von Linien des Vergleichsspektrums gewonnen worden war, daß sie im allgemeinen nicht imstande ist, die Messungen in aller Strenge darzustellen, sobald der Wellenlängenbezirk groß ist, wie es bei den meisten modernen Spektrographen der Fall ist. Bei großem Bereich werden stets Diffe-

renzen zwischen den bekannten Wellenlängen der Vergleichslinien und den nach der Formel berechneten vorhanden sein, und diese Differenzen besitzen keinen zufälligen, sondern einen systematischen Charakter. HARTMANN fand, daß diese systematischen Differenzen nicht allein durch Fehler im System der benutzten Wellenlängen oder durch Messungsfehler selbst verursacht werden, sondern daß seine Gleichung, die ja nur eine Interpolationsformel ist, zur Darstellung großer Wellenlängenbezirke eben nicht ausreicht. Dieser Tatsache sollte stets Rechnung getragen werden namentlich dann, wenn in einem weit ausgedehnten Spektrum aus wenigen bekannten Linien die Formel berechnet und dann zur Wellenlängenbestimmung anderer Linien benutzt wird, ein Fall, der z. B. bei der Auswertung eines mit dem Objektivprisma erhaltenen Flashspektrums eintritt.

Bei sorgfältiger Berechnung der Formel werden die verbleibenden Differenzen aber selbst in einem weiten Wellenlängenbezirk so klein bleiben, daß sie durch eine graphische Verbesserung mit voller Sicherheit und restlos beseitigt werden können. Man trägt die Wellenlänge etwa in ganzen Ångstromeinheiten als Abszissen in Millimeterpapier ein, die zugehörigen Differenzen als Ordinaten, und legt durch die so erhaltenen Punkte eine glatte, sich möglichst eng anschließende Kurve. Aus dieser können dann die Korrektionen entnommen und an die aus der Formel berechneten Wellenlängenwerte angebracht werden (siehe Abb. 20). Selbstverständlich kann an Stelle des graphischen Verfahrens auch ein rechnerisches treten.

Die Anwendung dieses einfachen Verfahrens kann übrigens weiter ausgedehnt werden. Auch bei Anschluß der HARTMANNschen Formel an nur fünf Linien wird man fast immer eine Formel erhalten, die schon so nahe richtig ist, daß die verbleibenden Differenzen zwischen den bekannten und den aus der Formel berechneten Wellenlängen so klein sind, daß sie auf die soeben beschriebene Art mit voller Sicherheit korrigiert werden können. Ja in vielen Fällen kann man auf die Bestimmung des Exponenten α überhaupt verzichten, $\alpha = 1$ setzen und aus den verbleibenden Abweichungen graphisch oder rechnerisch die nötigen Korrektionen bestimmen. Der Sinn der HARTMANNschen Formel ist eben der, die funktionelle Abhängigkeit zwischen den Messungen und den Wellenlängen nur in der Hauptsache und so weit zu erfassen, daß die weitere Verbesserung leicht und sicher graphisch ausgeführt werden kann. Sowohl CORNU als auch HARTMANN sind sich durchaus bewußt gewesen, daß ihre Formeln nicht physikalischer, sondern interpolatorischer Natur sind.

48. Auswahl der Linien zur Ableitung der Interpolationsformel. Die Wahl der Linien, die zur Berechnung benutzt werden sollen, muß natürlich mit großer Sorgfalt vorgenommen werden. Linien, die unscharf, einseitig verwaschen sind, ebenso solche, die eng benachbarte Begleiter haben, können nicht gebraucht werden. Da die Linien des Vergleichsspektrums demselben Wellenlängensystem angehören müssen, in dem die Sternlinien bestimmt werden, entnahm man früher die Wellenlängen auch der Vergleichslinien der „Preliminary Table of Solar Spectrum Wave-Lengths" von ROWLAND, die mehrere Jahrzehnte hindurch als Grundlage für alle astrophysikalischen Spektraluntersuchungen gedient hat. Im Sonnenspektrum gibt es aber verhältnismäßig nur sehr wenige wirklich einfache Linien. Es kommt hinzu, daß eng benachbarte Linien, die in den Aufnahmen mit sehr großer Dispersion noch getrennt sind, in den Aufnahmen mittels der Sternspektrographen nicht mehr getrennt werden können, sondern zusammenfließen. Dies erschwert natürlich in hohem Maße die Auswahl der Linien. Man hat sich allgemein damit beholfen, daß man bei Entnahme der Wellenlängen aus der Preliminary Table in solchen Fällen den

Wellenlangen als Gewicht die Intensitatsangaben ROWLANDS gab und fur die mit dem Sternspektrographen erhaltenen Linien als Wellenlangen das Mittel der Wellenlangen unter Berucksichtigung dieser Gewichte nahm Im allgemeinen hat man die Erfahrung gemacht, daß diese gewichteten Mittelwerte zuverlassige Wellenlangen geben wenigstens fur die Sterne, die ein dem Sonnenspektrum gleiches oder ahnliches Spektrum besitzen

Nachdem nun die „Revision of ROWLAND's Preliminary Table of Solar Spectrum Wave-Lengths"[1] (R P T) erschienen ist, wird man in Zukunft diese Tafel zum Vergleich mit den Sternspektren benutzen Das System der R P T ist, wie ADAMS[2] ausfuhrt, ein einheitliches System, wahrend die Wellenlangen der Laboratoriumsmessungen nicht notwendigerweise homogen sind Bei Benutzung der R P T -Wellenlangen fur die Sternlinien und der aus Laboratoriumsmessungen folgenden Wellenlangen fur die Vergleichslinien, wird der Stern an die Sonne angeschlossen Es ist in diesem Falle folgendes zu berucksichtigen Zwischen den Sonnen- und Laboratoriumswellenlangen besteht eine kleine Verschiebung (etwa +0,5 km pro sek), die wahrscheinlich durch die Rotverschiebung der Relativitatstheorie verursacht ist und keine Geschwindigkeit bedeutet Diese Verschiebung ist in der resultierenden Radialgeschwindigkeit des Sterns enthalten und muß, falls man die Radialgeschwindigkeit davon frei haben will, durch Anbringung einer Korrektion von etwa 0,5 km mit richtigem Vorzeichen beseitigt werden Benutzt man die Wellenlangen der R P T sowohl fur die Sternlinien, als auch fur die Vergleichslinien, so ist naturlich diese Korrektion nicht nötig Die „Revision" enthalt außer den Wellenlangen der Linien und den Intensitaten der letzteren noch eine große Zahl hochst wertvoller spektroskopischer und astrophysikalischer Daten, so daß sie zweifellos das Standardwerk fur die nachsten Jahrzehnte sein wird Man verdankt dieses große Werk den langjahrigen Arbeiten der Astrophysiker und Physiker des Mt Wilson-Observatoriums

49 Abhangigkeit der Konstanten der Interpolationsformel von der Temperatur. Da die Dispersion der Prismen und die Fokaleinstellungen des Kollimators und der Kamera von der Temperatur abhangig sind, mussen auch die Konstanten der Interpolationsformel, insbesondere der Skalenwert c, Funktionen der Temperatur sein Die Erfahrung hat gezeigt, daß der Exponent α unempfindlich in bezug auf die Temperatur ist und ein einmal berechneter Wert fur alle Temperaturen beibehalten werden kann Bei den anderen Konstanten ist die Temperaturabhangigkeit so ausgepragt, daß man eine Formel, die fur die Temperatur t gultig ist, kaum mehr zu Reduktionen von Platten brauchen kann, die bei Temperaturen erhalten wurden, die von t um $\pm 5°$ abweichen Nachstehende Tabelle laßt diese Tatsache[3] (Spektrograph III Potsdam) klar erkennen Der einfachste Weg ware, fur jedes Sternspektrogramm eine eigene Formel zu rechnen oder wenigstens fur eine großere Anzahl von Spektren, die bei verschiedenen Temperaturen aufgenommen sind Das ware aber eine sehr zeitraubende Arbeit, ferner wurden die zufalligen Fehler der Messungen und auch der Wellenlangen zu stark die Rechnung beeinflussen und die Auffindung eines einfachen

$s_2 - s_1$	t	λ_0 A	s_0	$\log c$
67^R,508	−15°	3277,6	298^R,62	4,3551637
67 ,750	− 4	3278,7	299 ,52	4,3559912
67 ,992	+ 7	3279,8	300 ,41	4,3568142
68 ,234	+18	3280,9	301 ,30	4,3576286
68 ,476	+29	3282,0	302 ,18	4,3584374

[1] Carnegie Institution of Washington Publication Nr 396 Washington 1928

[2] Transactions I A U 4, S 185 (1933)

[3] A N 155, S 107 (1901) Tabelle XIII

Zusammenhanges zwischen den Konstanten der Formel einerseits und der Temperatur andererseits erschweren HARTMANN hat daher in seiner bereits ofter erwahnten Abhandlung (S 105) folgendes Verfahren angegeben, das von diesen Nachteilen frei ist und sich bei langjahriger Anwendung z B auf dem Potsdamer Observatorium auf das beste bewahrt hat

Zunachst benutzt HARTMANN als unabhangige Variable nicht die Temperatur, die das Thermometer des Spektrographen anzeigt, sondern die lineare Ausdehnung $(s_3 - s_1)$ zwischen den zwei außersten Linien λ_1 und λ_3 des Spektrums, die noch sicher zu messen sind Dies ist insofern vorteilhaft, als das Thermometer wohl nur ausnahmsweise, jedenfalls sehr selten, die momentane, wahrend der Aufnahme wirklich vorhandene Temperatur der optischen Teile, besonders der Prismen, des Spektrographen angibt Das Verfahren von HARTMANN gegestaltet sich demnach so Fur die Bestimmung der drei Konstanten c, λ_0, s_0 (α wird als unabhangig von der Temperatur und als unveranderlich angenommen) sind drei Messungen s_1, s_2, s_3 von drei Linien λ_1, λ_2, λ_3 notig Diese drei Linien mißt man in einer Reihe von Spektren, die bei moglichst verschiedenen Temperaturen erhalten worden sind Die drei Linien seien moglichst gleichmaßig uber das Spektrum verteilt, d h es mogen λ_1 etwa am Anfang, λ_2 in der Mitte, λ_3 am Ende des meßbaren Bereiches liegen Den Zahlenwert s_2 fur die mittlere Linie λ_2 kann man willkurlich festsetzen es soll s_2 denselben Wert bei allen Temperaturen besitzen Das heißt weiter nichts, als daß die zu messende Platte so in den Meßapparat eingelegt wird, daß die mittlere Linie λ_2 stets dieselbe Schraubenablesung ergibt Diese Festsetzung stellt also keine Beschrankung dar Die einzelnen Messungen werden aber nun nicht direkt zur Bestimmung von λ_0, s_0, c benutzt, sondern erst einer Ausgleichung unterzogen, durch welche die zufalligen Fehler der Messungen moglichst unschadlich gemacht werden Man konnte etwa ansetzen

$$\frac{s_2 - s_1}{s_3 - s_1} = a_1 + a_2 t + a_3 t^2 +$$

Besser ist es aber, wenn man als unabhangige Variable nicht t, sondern, wie bereits oben erwahnt, $s_3 - s_1$ wahlt

$$\frac{s_2 - s_1}{s_3 - s_1} = b_1 + b_2(s_3 - s_1) + b_3(s_3 - s_2)^2 + \quad ,$$

oder man stellt $\log \frac{s_2 - s_1}{s_3 - s_1}$ als Potenzreihe von $s_3 - s_1$ dar, was in manchen Fallen etwas bequemer ist Dieses Gleichungssystem, das so viele Gleichungen enthalt, als man Spektralaufnahmen bei verschiedenen Temperaturen hat, wird nach der Methode der kleinsten Quadrate aufgelost In den meisten Fallen konnen das quadratische und die hoheren Glieder vernachlassigt werden Das lineare Glied ist aber, wie man sofort sieht, immer mitzunehmen, da $\frac{s_2 - s_1}{s_3 - s_1}$ nicht konstant ist, d h man kann nicht von einem Spektrum zum anderen durch alleinige Anderung der Konstante c ubergehen Als Beispiel sei die fur den Potsdamer Spektrographen IV erhaltene Formel angefuhrt

$$\frac{s_2 - s_1}{s_3 - s_1} = 0{,}35489 - 0{,}001236\,(s_3 - s_1)$$

oder

$$\log \frac{s_2 - s_1}{s_3 - s_1} = [9{,}54915] - 0{,}00159\,(s_3 - s_1)$$

Mittels dieser Formel und dem einmal festgesetzten Wert von s_2 berechnet man nun eine Anzahl aquidistanter Werte von $s_3 - s_1$, daraus die s_1 und s_3

und mit diesen dann die drei Konstanten s_0, λ_0, c Fur den Potsdamer Spektrographen IV ergaben sich beispielsweise folgende Zahlen

t	$s_3 - s_1$	s_1	s_2	s_3	λ_0 A	s_0	$\log c$
+25°	36^{R},313	18^{R},742	30^{R},000	55^{R},055	3126,0	-179^{R},933	4,472934
+20	36 ,267	18 ,754	30 ,000	55 ,021	3124,0	−180 ,055	4,473700
+15	36 ,221	18 ,766	30 ,000	54 ,987	3122,5	−180 ,070	4,474116
+10	36 ,174	18 ,779	30 ,000	54 ,953	3121,3	−180 ,029	4,474339
+ 5	36 ,128	18 ,791	30 ,000	54 ,919	3120,0	−180 ,012	4,474635
0	36 ,082	18 ,804	30 ,000	54 ,886	3119,0	−179 ,936	4,474735
− 5	36 ,036	18 ,816	30 ,000	54 ,852	3118,0	−179 ,858	4,474828
−10	35 ,990	18 ,829	30 ,000	54 ,819	3116,8	−179 ,815	4,475047

Die in der ersten Kolumne enthaltenen t entsprechen angenahert den in der folgenden Kolumne stehenden $s_3 - s_1$

50 Berechnung von Reduktionstafeln mittels der HARTMANNschen Formel[1]. Handelt es sich nicht um die Auswertung einiger einzelnen Spektren, sondern um die einer großen Zahl, so ist es zweckmaßig, mit Hilfe der fur verschiedene Temperaturen gewonnenen Formeln Tafeln zu rechnen, aus denen sich durch einfache Interpolation die gewunschten Werte finden lassen Je nach der Reduktionsmethode wird man entweder Tafeln mit dem Argument s_n (Schraubenablesung) rechnen, aus denen man dann die λ_n interpoliert, oder aber Tafeln mit dem Argument λ_n, aus denen man die zugehorigen s_n entnimmt Tabelle 1

Tabelle 1

t	−10°		−5°		0°		+5°		+10°		+15°		+20°	
$s_3 - s_1$	35^{R},990		36^{R},036		36^{R},082		36^{R},128		36^{R},174		36^{R},221		36^{R},267	
s_n	λ_n (A)		λ_n (A)		λ_n (A)		λ_n (A)		λ_n (A)		λ_n (A)		λ_n (A)	
18^{R},0	4524,85	108	4524,72	108	4524,59	108	4524,45	108	4524,33	107	4524,19	107	4524,07	107
,1	23,77	107	23,64	107	23,51	107	23,37	107	23,26	107	23,12	107	23,00	107
,2	22,70	108	22,57	107	22,44	107	22,30	107	22,19	107	22,05	106	21,93	107
,3	21,62	107	21,50	108	21,37	107	21,23	107	21,12	107	20,99	107	20,86	107
,4	20,55	107	20,42	107	20,30	107	20,16	107	20,05	107	19,92	107	19,79	106
,5	19,48	107	19,35	107	19,23	107	19,09	106	18,98	107	18,85	106	18,73	106
,6	18,41	107	18,28	107	18,16	106	18,03	106	17,91	107	17,79	106	17,67	106
,7	17,34	107	17,21	106	17,10	107	16,97	107	16,84	106	16,73	106	16,61	106
,8	16,27	106	16,15	107	16,03	106	15,90	106	15,78	106	15,67	106	15,55	106
,9	15,21	107	15,08	106	14,97	107	14,84	106	14,72	106	14,61	106	14,49	106
19 ,0	4514,14		4514,02		4513,90		4513,78		4513,66		4513,55		4513,43	
40 ,0	4317,65	83	4317,74	82	4317,84	82	4317,92	82	4318,02	82	4318,11	82	4318,20	81
,1	16,82	82	16,92	82	17,02	82	17,10	82	17,20	82	17,29	82	17,39	82
,2	16,00	82	16,10	82	16,20	82	16,28	81	16,38	82	16,47	81	16,57	82
,3	15,18	82	15,28	82	15,38	82	15,47	82	15,56	82	15,66	81	15,75	81
,4	14,36	81	14,46	82	14,56	81	14,65	81	14,74	81	14,85	82	14,94	81
,5	13,55	82	13,64	82	13,75	81	13,84	82	13,93	81	14,03	81	14,13	82
,6	12,73	81	12,82	81	12,94	82	13,02	81	13,12	81	13,22	81	13,31	81
,7	11,92	82	12,01	82	12,12	81	12,21	81	12,31	81	12,41	81	12,50	81
,8	11,10	81	11,19	81	11,31	81	11,40	81	11,50	81	11,60	81	11,69	81
,9	10,29	82	10,38	82	10,50	82	10,59	81	10,69	81	10,79	81	10,88	81
41 ,0	4309,47		4309,56		4309,68		4309,78		4309,88		4309,98		4310,07	

gibt ein Beispiel fur die erste Art von Tafeln (Potsdamer Spektrograph IV), die folgende Tabelle 2 ein solches fur die zweite Art (Potsdamer Spektrograph IV)

[1] A N 155, S 108 (1901), 182, S 361 (1909)

Tabelle 2

λ	−10°	−5°	0°	+5°	+10°	+15°	+20°
4531,33	17^{R},402	17^{R},388	17^{R},375	17^{R},362	17^{R},350	17^{R},337	17^{R},325
28,80	17 ,635	17 ,622	17 ,609	17 ,596	17 ,584	17 ,572	17 ,559
25,31	17 ,957	17 ,945	17 ,932	17 ,920	17 908	17 ,896	17 ,884
4494,75	20 ,845	20 ,835	20 ,825	20 ,815	20 ,807	20 ,798	20 ,788
89,93	21 ,310	21 ,301	21 ,292	21 ,282	21 ,274	21 ,265	21 ,256
84,42	21 ,846	21 ,836	21 ,828	21 ,819	21 ,812	21 ,803	21 ,795
76,21	22 ,650	22 ,642	22 ,634	22 ,626	22 ,620	22 ,612	22 ,604
69,57	23 ,307	23 ,299	23 ,293	23 ,285	23 ,279	23 ,272	23 ,265
66,74	23 ,589	23 ,581	23 ,575	23 ,568	23 ,562	23 ,555	23 ,548
61,84	24 ,078	24 ,071	24 ,066	24 ,059	24 ,053	24 ,047	24 ,041
54,57	24 ,811	24 ,805	24 ,800	24 ,794	24 ,789	24 ,784	24 ,778
47,91	25 ,488	25 ,483	25 ,478	25 ,473	25 ,469	25 ,464	25 ,459
42,52	26 ,040	26 ,036	26 ,031	26 ,027	26 ,023	26 ,019	26 ,014
30,80	27 ,255	27 ,251	27 ,248	27 ,245	27 ,242	27 ,240	27 ,236
27,49	27 ,600	27 ,597	27 ,595	27 ,592	27 ,590	27 ,587	27 ,584

Für die Linien des Vergleichsspektrums (Fe), deren λ_n bekannt sind, werden mit Hilfe der HARTMANNschen Formel ein für allemal die Schraubenablesungen für die verschiedenen $s_3 - s_1$ berechnet. Die folgende Tabelle 3 gibt eine Probe einer derartigen Tafel, und zwar für den Spektrographen III.

Tabelle 3

Linie Nr.	λ_n	$s_3 - s_1$ 67^{R},860	$s_3 - s_1$ 67^{R},948	$s_3 - s_1$ 68^{R},036	$s_3 - s_1$ 68^{R},124
1	4572,16	8^{R},697	8^{R},640	8^{R},584	8^{R},526
2	4554,21	11 ,296	11 ,242	11 ,190	11 ,136
3	4549,77	11 ,949	11 ,895	11 ,843	11 ,790
4	4534,17	14 ,268	14 ,218	14 ,169	14 ,119
5	4522,87	15 ,978	15 ,930	15 ,883	15 ,836

51. Verwandlung von Wellenlängendifferenzen oder Schraubenablesungsdifferenzen in Kilometer. Die Radialgeschwindigkeit V eines Sterns in der Gesichtslinie ist nach dem DOPPLERschen Prinzip

$$V = \frac{L}{\lambda}\, d\lambda\,,$$

wo L die Lichtgeschwindigkeit (299860 km) ist. In nachstehender Tabelle 4 sind die Umwandlungsfaktoren L/λ für den Bereich von 4000 bis 4600 Å gegeben. Die Zahl V stellt die Bewegung in Kilometern pro Sekunde dar, welche einer Verschiebung um ein Å entspricht. Hat man Schraubenablesungsdifferenzen statt Wellenlängendifferenzen in Kilometer zu verwandeln, so hat man $d\lambda$ in

$$V = \frac{L}{\lambda}\, d\lambda$$

durch ds zu ersetzen:

$$d\lambda = -\frac{(\lambda - \lambda_0)^{\alpha + 1}}{\alpha c}\, ds\,.$$

Da die Konstanten λ_0 und c temperaturabhängig sind, wie in Ziff. 49 dargelegt ist, so müssen sie der Temperatur entsprechend genommen werden. Zweckmäßigerweise wird man aber den Koeffizienten für die verschiedenen vorkommen-

den Temperaturen tabulieren Tabelle 5 gibt ein Beispiel hierfur (Potsdamer Spektrograph III) Sie enthalt die Anzahl Kilometer, die einer Schrauben-

Tabelle 4

λ (A)	V (km)		log V	λ (A)	V (km)		log V
4000	74,965	187	1,87 486	4300	69,735	162	1,84 345
10	,778	186	1,87 377	10	,573	161	1,84 244
20	,592	185	1,87 269	20	,412	160	1,84 143
30	,407	184	1,87 161	30	,252	160	1,84 043
40	,223	184	1,87 054	40	69,092	159	1,83 943
50	74,039	182	1,86 946	50	68,933	158	1,83 843
60	73,857	181	1,86 839	60	,775	157	1,83 743
70	,676	181	1,86 732	70	,618	157	1,83 644
80	,495	180	1,86 626	80	,461	156	1,83 544
90	,315	179	1,86 519	90	,305	155	1,83 445
4100	73,136	177	1,86 413	4400	68,150	154	1,83 347
10	72,959	177	1,86 308	10	67,996	154	1,83 248
20	,782	177	1,86 202	20	,842	153	1,83 150
30	,605	175	1,86 097	30	,689	153	1,83 051
40	,430	175	1,85 992	40	,536	152	1,82 954
50	,255	173	1,85 887	50	,384	151	1,82 856
60	72,082	173	1,85 783	60	,233	150	1,82 758
70	71,909	172	1,85 678	70	67,083	150	1,82 661
80	,737	171	1,85 574	80	66,933	149	1,82 564
90	,566	171	1,85 470	90	,784	148	1,82 467
4200	,395	170	1,85 367	4500	,636	148	1,823 371
10	,226	169	1,85 264	10	,488	147	1,822 741
20	71,057	168	1,85 161	20	,341	147	1,821 780
30	70,889	167	1,85 058	30	,194	146	1,820 820
40	,722	167	1,84 955	40	66,048	145	1,819 862
50	,555	165	1,84 853	50	65,903	144	1,818 908
60	,390	165	1,84 751	60	,759	144	1,817 954
70	,225	164	1,84 649	70	,615	143	1,817 003
80	70,061	163	1,84 547	80	,472	143	1,816 054
90	69,898	163	1,84 446	90	,329	142	1,815 106
4300	69,735		1,84 345	4600	65,187		1,814 161

revolution entsprechen bei den links stehenden Wellenlangen, und zwar fur die verschiedenen Temperaturen, die durch die $s_3 - s_1 = 67^R,860$ usw bestimmt sind

Tabelle 5

λ	$s_3 - s_1$			
	$67^R,860$	$67^R,948$	$68^R,036$	$68^R,124$
4572,16	458,0 km	457,4 km	456,8 km	456,2 km
4554,21	449,7	449,1	448,5	447,9
4549,77	447,6	447,0	446,5	445,9
4534,17	440,3	439,7	439,2	438,6
4522,87	435,1	434,5	434,0	433,4

52 Bestimmung der Wellenlange mit Hilfe der Interpolationsformeln. In den vorstehenden Ziffern ist bereits mehrfach von der Bestimmung der Wellenlange mittels der Formeln gesprochen worden Es soll hier nun nochmals der Gang der Berechnung dargestellt und durch ein Beispiel erlautert werden Es sei vorausgesetzt, daß neben dem Spektrum, dessen Linien unbekannte, zu bestimmende Wellenlangen haben, sich ein Vergleichsspektrum mit moglichst vielen und gleichmaßig verteilten Linien befindet, deren Wellen-

längen genau bekannt sind Diese Voraussetzung ist heute bei den Sternspektren stets erfüllt, da man immer ein Vergleichsspektrum aufkopiert

Die Interpolationsformel gibt, wie bereits erwähnt, in größeren Bereichen, wie sie meist oder wenigstens vielfach bei den Sternspektren in Frage kommen, keine strenge, sondern nur eine mehr oder minder angenäherte Beziehung zwischen den gemessenen Größen (z B den Schraubenablesungen) und den entsprechenden Wellenlängen, und zwar selbst dann, wenn die vier Konstanten der HARTMANNschen Formel aus sämtlichen Vergleichslinien unter Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate gefunden wurden Die Differenzen zwischen den aus der Formel berechneten Wellenlängen und den strengen Werten derselben sind aber sehr klein Unter diesen Umständen kann man nun weitergehen und die Interpolationsformel schon dann als genügend genau ansehen, wenn jene Differenzen so klein bleiben, daß eine nachträgliche Korrektion mit Sicherheit und mit einer den Messungen entsprechenden Genauigkeit abgeleitet werden kann Es kann somit gleich von vornherein auf eine möglichst strenge Ableitung der Formel verzichtet werden, und weitgehende praktische Erfahrung hat gezeigt, daß dies durchweg erlaubt ist Zunächst kann man für einen Spektrographen mit einem Prisma die Konstante $\alpha = 1$, für einen solchen mit drei Prismen $\alpha = 0{,}6$ setzen Weiterhin können die drei anderen Konstanten (λ_0, s_0, c) der Formel aus Messungen von nur drei Linien berechnet werden, von denen die erste nahe am Anfang, die zweite nahe der Mitte und die dritte nahe am Ende des Spektrogrammes liegt Die Berechnung der Interpolationsformel ist auf diese Weise sehr stark vereinfacht

Mittels der so gewonnenen Formel berechnet man die Wellenlängen (λ_c) der übrigen Vergleichsspektrumlinien und vergleicht die so erhaltenen Werte mit den bekannten strengen λ Die Differenzen $\lambda - \lambda_c$ werden zur Gewinnung der Korrektionen benutzt Am zweckmäßigsten ist es, diese Korrektionen auf graphischem Wege abzuleiten Man trägt die Schraubenablesungen der Vergleichslinien als Abszissen, die entsprechenden $\lambda - \lambda_c$ als Ordinaten in Millimeterpapier ein und legt durch die so erhaltenen Punkte eine glatte, sich möglichst gut anschließende Kurve Aus dieser lassen sich die Korrektionen unmittelbar ablesen, die an die aus der Formel berechneten Wellenlängen λ_c der Sternlinien anzubringen sind, um richtige Werte für die Wellenlängen zu erhalten Selbstverständlich kann statt des graphischen Prozesses auch ein rechnerischer verwendet werden, er ist aber im allgemeinen umständlicher und mit größerer Arbeit verbunden als ersterer

Nr	M	λ	$\lambda - \lambda_0$	$\lambda - \lambda_c$
1	6R,366	4528,798	±0,000	−0,006
2	9 ,593	4494,738	+ 9	+ 5
3	11 ,406	4476,185	− 14	− 17
4	14 ,263	4447,892	− 24	+ 23
5	16 ,388	4427,482	+ 39	+ 38
6	17 ,680	1415,293	+ 11	+ 11
7	18 ,803	4404,927	+ 55	+ 55
8	21 ,136	4383,720	+ 22	+ 22
9	24 ,653	4352,908	+ 21	+ 9
10	26 ,500	4337,216	0	+ 3
11	29 ,160	4315,262	+ 22	+ 24
12	30 ,046	4308,081	+ 16	+ 18
13	31 ,772	4294,301	− 4	0
14	33 ,270	4282,565	− 20	− 16
15	36 ,140	4260,640	− 32	− 27
16	37 ,437	4250,945	− 49	− 45
17	37 ,528	4250,287	− 35	− 30
18	40 ,645	4227,606	− 53	− 51
19	44 ,275	4202,198	− 25	− 18
20	46 ,800	4185,058	− 55	− 49
21	51 ,102	4156,970	− 17	− 11
22	52 ,544	4147,836	− 10	− 2
23	55 ,056	4132,235	+ 3	+ 10
24	57 ,286	4118,708	0,000	+ 6

Durch ein Beispiel wird das ganze Verfahren am besten klar werden Ein mit dem Potsdamer Spektrographen IV erhaltenes Eisenspektrum wurde ausgemessen (Kolumne 2 der obenstehenden Tabelle) und unter Annahme von $\alpha = 0{,}8$ ($\alpha = 0{,}6$ bis $0{,}7$ wäre besser gewesen, aber es ist absichtlich ein

ungunstigerer Weit gewahlt worden) aus den Linien Nr 1, 13, 24 folgende Formel gerechnet

$$\lambda_c = 3054{,}50 + \left(\frac{[4{,}7676638]}{s + 164{,}555}\right)^{\frac{1}{0,8}}$$

Mittels dieser Formel sind die λ_c der ubrigen Linien berechnet und die Differenzen $\lambda - \lambda_c$ gebildet worden (Kolumne 4) Diese Differenzen sind klein, haben aber einen systematischen Verlauf, d h die Formel allein genugt nicht fur eine Wellenlangenbestimmung In Abb 20 sind deshalb die Schraubenablesungen R als Abszissen, die Differenzen als Ordinaten eingetragen, und eine Kurve ist gezeichnet worden, welche die Korrektionen zu entnehmen gestattet

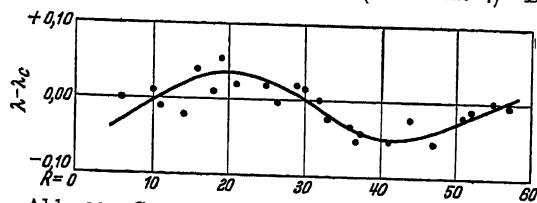



Abb 20 Graphische Ausgleichung der $\lambda - \lambda_c$

Waren nun Linien unbekannter Wellenlange mitgemessen worden, so hatte man fur sie mit der Formel zunachst die genaherten Wellenlangen zu berechnen und an diese die Korrektionen anzubringen, die ihrer Lage entsprechend aus der Kurve folgen, wodurch schließlich die strengen Werte der Wellenlangen erhalten werden

Wenn man berucksichtigt, daß sich die Messungen von 410 A nur uber eine Strecke von 25 mm auf den Spektrogrammen verteilen, so erkennt man, daß durch die angenaherte Formel, in Verbindung mit der graphischen Korrektion, eine Genauigkeit erzielt ist, die nichts zu wunschen ubriglaßt Eine strenge Ausgleichung unter Anwendung samtlicher Eisenlinien wurde folgende Formel ergeben

$$\lambda_c' = 3054{,}50 + \left(\frac{[4{,}7676484]}{s + 164{,}5485}\right)^{\frac{1}{0,8}},$$

und die letzte Kolumne der Tabelle zeigt, daß die Darstellung der Messungen durch sie ebensowenig befriedigend ist wie die durch die angenaherte Formel, man mußte somit auch die aus der obigen Formel gerechneten λ_c' durch zusatzliche Korrektionen verbessern

53 Bestimmung von Wellenlangen aus Konkavgitteraufnahmen Es mag hier nebenbei erwahnt werden, daß auch die Bestimmung von Wellenlangen aus Gitteraufnahmen auf die gleiche Weise erfolgt, nur fallt die Berechnung der Interpolationsformel weg Man mißt also zwei moglichst weit voneinander entfernte Linien λ_1 und λ_2 des Vergleichsspektrums, dann ist der Quotient $\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{s_2 - s_1}$ nahe konstant fur den ganzen Spektralbereich auf der Platte, vorausgesetzt, daß man ihn nicht zu groß gewahlt hat Mit Hilfe dieses Quotienten berechnet man fur die anderen Vergleichslinien die angenaherten Wellenlangen λ_c, bildet wiederum die Differenzen $\lambda - \lambda_c$ fur alle Linien und erhalt durch eine rechnerische oder, wie oben gezeigt, graphische Ausgleichung die Korrektionen, die an die λ_c der Linien anzubringen sind, deren genaue Wellenlangen gefunden werden sollen

k Die Bestimmung der Radialgeschwindigkeit eines Sternes mit Hilfe der Formeln von CORNU und HARTMANN.

54 Einleitung Die Reduktion der Messungen eines Sternspektrums kann auf zweierlei Weise erfolgen entweder geht man gleich von Anfang an von den Schraubenablesungen auf die Wellenlangen uber (Verfahren LUDENDORFF-

EBERHARD[1]) oder man behält erstere bis zum Schluß bei (Verfahren CAMPBELL, HARTMANN usw [2]) Es ist schwer abzuschätzen, welches der beiden Verfahren den Vorzug verdient Die zu leistende Arbeit ist nahezu die gleiche, es hängt daher in der Hauptsache die Wahl des Verfahrens von dem persönlichen Geschmack und der Gewohnheit des Beobachters ab Beide Verfahren werden wesentlich erleichtert und abgekürzt, wenn man nicht für jedes einzelne Sternspektrum die Interpolationsformel, und sei es auch nur die einfache von CORNU, abzuleiten hat, sondern ein für allemal berechnete Tafeln benutzen kann Da wohl ein jedes Observatorium, das die Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten als Programm hat, solche Tafeln besitzen oder anlegen wird, soll für das Folgende das Vorhandensein solcher Tafeln vorausgesetzt werden Übrigens gestaltet sich im Prinzip der Arbeitsgang nicht wesentlich anders, wenn diese Voraussetzung nicht erfüllt ist

55 Erstes Verfahren[1] Nachdem das Sternspektrogramm ausgemessen ist, wird die Differenz der Schraubenablesungen der beiden äußersten noch zur Verwendung geeigneten Linien des Vergleichsspektrums gebildet, dann diejenige der Tafeln (Ziff 49) ausgesucht, welche möglichst nahe dieselbe Differenz für die beiden benutzten Vergleichslinien gibt In dem nun folgenden Beispiel, welches am besten den weiteren Gang der Reduktion zeigt, wurde dies die Tafel für $+10°$ C sein Die folgende Tabelle enthält ein Stück der Ausmessung und

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
					Å	Å	Å	km	km	
Fe 20^{R},812	20^{R},807	−5	−5							
22 ,092			−4	22^{R},088	4481,59	4481,40	+0,19	66,9	+12,7	Mg
Fe 22 ,623	22 ,620	−3	−4							
23 ,344			−3	23 ,341	4468,94	4468,66	+0,28	67,1	+18,8	Ti
Fe 23 ,565	23 ,562	−3	−3							
Fe 24 ,057	24 ,053	−4	−3							
25 ,852			−2	25 ,850	4444,20	4443,98	+0,22	67,5	+14,8	Ti
Fe 27 ,591	27 ,590	−1	−2							
28 ,870			−1	28 ,869	4415,43	4415,29	+0,14	67,9	+ 9,5	Fe
Fe 28 ,885	28 ,882	−3	−1							
Fe 30 ,000	30 ,000	0	0							
32 ,312			+1	32 ,313	4383,89	4383,72	+0,17	68,4	+11,6	Fe
Fe 32 ,331	32 ,332	+1	+1							
Fe 33 ,184	33 ,186	+2	+1							

Reduktion des Spektrums von γ Geminorum, das am 5 April 1909 mit dem Potsdamer Spektrographen IV aufgenommen worden war Kol 1 enthält die Schraubenablesungen der Linien des Stern- und des Eisenspektrums, Kol 2 die Schraubenablesungen für die Eisenlinien nach den Werten der Tabelle 2, Ziff 49 (Referenzspektrum) Die Differenzen Kol 2 — Kol 1 in der Kol 3 werden nun graphisch ausgeglichen (Kol 4), und die ausgeglichenen Differenzen (Kol 4) werden an die den Linien des Sternspektrums entsprechenden Schraubenablesungen von Kol 1 angebracht, so daß Kol 5 die auf das Referenzspektrum reduzierten Messungen der Sternlinien darstellt Nunmehr wird auf Wellenlängen übergegangen dadurch, daß man aus den Tafeln (Tab 1, Ziff 49) die Wellenlängen entnimmt, welche den Schraubenablesungen der Kol 5 entsprechen Auf diese Weise wird Kol 6 erhalten In Kol 7 sind die Wellenlängen der Linien enthalten, mit denen die Linien des Sternspektrums identifiziert wurden Die Differenz Kol 6 — Kol 7 ist in Kol 8 aufgeschrieben, sie stellt die Verschiebung der Sternlinien infolge von Radialbewegung dar, und man hat diese Zahlen nur noch mit einem Faktor (Kol 9) zu multiplizieren, um die ursprünglich in Ångstromeinheiten aus-

[1] A N 182, S 361 (1909) [2] A N 155, S 81ff (1901), Ap J 8, S 142 (1898)

gedruckten Verschiebungen in Kilometern zu erhalten (Kol 10) Die Umwandlungsfaktoren werden einer Tafel mit dem Argument Wellenlange entnommen (Ziff 50, Tab 4), sie sind, im Gegensatz zu den bei dem zweiten Verfahren zu verwendenden Faktoren von der Temperatur unabhangig Kol 10 enthalt somit die gesuchte Radialgeschwindigkeit fur die Linien des Sternspektrums, die den chemischen Elementen der Kol 11 zugehoren

Bei diesem ersten Verfahren hat man also fur jede Platte die Wellenlangen der Sternlinien aus den Tafeln zu interpolieren, was aber bei richtiger Anlage der Tafeln eine leichte und kleine Muhe ist

56 Zweites Verfahren. Hat man eine große Anzahl Spektrogramme ein und desselben Sternes zu bearbeiten, so ist das zweite Verfahren vielleicht etwas vorteilhafter als das erste, namentlich wenn man auch hier Tafeln benutzen kann Der Arbeitsgang soll fur das zweite Verfahren gleichfalls wieder an einem Beispiel erlautert werden Es werde das Spektrum von α Ursae minoris reduziert, welches am 15 April 1900 mit dem Potsdamer Spektrographen III aufgenommen worden ist[1] Die folgende Tabelle enthalt die gesamte Rechnung, und zwar bedeuten die Zahlen der Kol 1 die Messungsresultate (Schraubenablesungen)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Fe 4^{R},581	4^{R},588	+7						
Fe 7 ,486	7 ,489	+3					km	km
11 ,234			+6	11^{R},240	11^{R},242	+ 2	449	+0,9
11 ,878			+6	11 ,884	11 ,895	+11	447	+4,9
Fe 12 ,430	12 ,433	+3						
14 ,200			+6	14 ,206	14 ,218	+12	440	+ 5,3
Fe 15 ,024	15 ,028	+4						
Fe 15 ,335	15 ,358	+3						
16 ,300			+6	16 ,306	16 ,307	+ 1	433	+0,4
17 ,046			+6	17 ,052	17 ,059	+ 7	431	+3,0
18 ,139			+6	18 ,145	18 ,149	+ 4	428	+1,7
19 ,237			+7	19 ,244	19 ,243	− 1	424	−0,4
Fe 19 ,936	19 940	+4						
19 ,916			+7	19 ,923	19 ,937	+14	423	+5,9
Fe 20 ,296	20 ,301	+5						
Fe 22 ,268	22 ,273	+5						
23 ,256			+7	23 ,263	23 ,269	+ 6	413	+ 2,5
Fe 23 ,268	23 ,274	+6						
24 ,488			+7	24 ,495	24 ,500	+ 5	410	+ 2,0
Fe 24 ,814	24 ,817	+3						
25 ,135			+7	25 ,142	25 ,140	− 2	408	−0,8
Fe 25 ,622	25 ,627	+5						
26 ,028			+7	26 ,035	26 ,051	+16	405	+ 0,5
31 ,436			+6	31 ,442	31 ,451	+ 9	391	+ 3,5
Fe 31 ,437	31 ,440	+3						
33 ,270			+5	33 ,275	33 ,275	0	386	0,0
Fe 33 ,565	33 ,573	+8						
35 ,407			+4	35 ,411	35 ,413	+ 2	380	+0,8
37 ,154			+4	37 ,158	37 ,166	+ 8	376	+ 3,0
Fe 39 ,009	39 ,005	−4						
Fe 40 ,678	40 ,679	+1						

fur das Vergleichsspektrum (Fe) wie fur das Sternspektrum Man bildet wiederum die Differenz der Ablesungen der beiden außersten Vergleichslinien und sucht aus den Tafeln fur das Referenzspektrum (Tab 3, Ziff 49) diejenige aus, welche fur diese zwei Linien nahe die gleiche Differenz besitzt Aus dieser Tafel entnimmt man dann die Zahlen der Kol 2 und mittels der Differenz

[1] A N 155, S 87 (1901), Ap J 8, S 142 (1898)

Kol 2 — Kol 1 = Kol 3 kann man das gemessene Spektrum auf das der Tafel (Referenzspektrum) reduzieren Naturlich werden die Differenzen Kol 3 vorher wieder irgendwie ausgeglichen (Kol 4), und mittels dieser ausgeglichenen Werte werden dann auch die Linien des Sternes auf das System der Tafel (Referenzspektrum) gebracht (Kol 5) Jetzt sind die Sternlinien wieder zu identifizieren, etwa durch Vergleich mit dem Sonnenspektrum, und danach entnimmt man fur diese so gefundenen Wellenlangen Tafeln, welche der Tabelle 2, Ziff 49, entsprechen wurden, die zu diesen Wellenlangen gehorenden Schraubenablesungen (Kol 6) Die Differenz Kol 6 — Kol 5 = Kol 7 stellt dann die Verschiebung infolge von Radialbewegung dar, und zwar in Einheiten der Meßschraube Um diese aber in Kilometern ausgedruckt zu erhalten, sind die Zahlen der Kol 7 mit einem Faktor (Kol 8) zu multiplizieren, der gleichfalls tabuliert ist (Tab 5, Ziff 50) Es ist zu beachten, daß bei diesem zweiten Verfahren dieser Faktor temperaturabhangig ist, also Tafeln fur verschiedene Temperaturen berechnet werden mussen

57 Die Reduktionsmethode von R H CURTISS[1] Das Prinzip, welches diesem Verfahren zugrunde liegt, ist das gleiche wie bei den anderen vorstehend auseinandergesetzten Methoden Das auszuwertende Spektrum wird mit Hilfe des Vergleichsspektrums auf die Dispersion eines Standardspektrums reduziert, welches durch Aufnahme einer Lichtquelle erhalten ist, die keine oder eine genau bekannte Geschwindigkeit besitzt Die Verschiebung der Sternlinien gegen die Linien des Standardspektrums ist dann der Effekt, der durch die Bewegung des Sternes gegen die Standardlichtquelle erzeugt wird Der Unterschied gegen die anderen Methoden liegt allein in der Art der Herstellung des Standardspektrums

CURTISS verfahrt folgendermaßen Neben das Spektrum eines Himmelskorpers, dessen Radialbewegung gut bekannt ist, beispielsweise der Sonne (CURTISS verwendet auch das Spektrum des Himmelslichtes), wird ein Metallspektrum als Vergleichsspektrum, wie auch sonst ublich, aufgenommen Beide Spektren werden sehr sorgfaltig ausgemessen, aber nicht weiter reduziert Die in Einheiten der Meßschraube ausgedruckten Resultate bilden das Normalspektrum, die „Velocity Standard Table" (Tab 1), die an Stelle der Reduktionstafeln tritt, welche bei den anderen Verfahren mit Hilfe einer Interpolationsformel gewonnen werden Die in der ersten Spalte der Tabelle enthaltenen Wellenlangen brauchen nur angenahert, etwa auf $^1/_{10}$ bis $^2/_{10}$ A, bekannt zu sein

Soll nun ein Sternspektrum bearbeitet werden, so wird dieses nebst seinem Vergleichsspektrum (Metallspektrum) ausgemessen, dann werden die Differenzen der Messungen des Vergleichsspektrums gegen die Messungen des Standardspektrums gebildet Diese Differenzen dienen wie auch bei den anderen Verfahren dazu, das Sternspektrum auf die Dispersion des Normalspektrums zu reduzieren Am einfachsten ist diese Reduktion wieder durch ein graphisches Verfahren (Zeichnung einer Kurve) auszufuhren Diese Kurve gibt dann die Korrektionen, die an die Sternlinien anzubringen sind, um diese gleichfalls auf das Normalspektrum zu reduzieren Nach Anbringung dieser Korrektionen geben die Differenzen Normalspektrum minus Sternspektrum bereits die in Einheiten des Schraubenwertes ausgedruckte Radialbewegung des Sterns, bezogen auf die Radialbewegung des als Standard benutzten Himmelskorpers, etwa der Sonne Um die Radialbewegung in Kilometern ausgedruckt zu erhalten, ist noch die Multiplikation mit einem Umwandlungsfaktor notig (Tab 1, letzte Spalte, enthalt diesen Faktor, und zwar die Zahl der Kilometer pro Revolution der Schraube)

[1] Lick Bull 3, S 19 (1904), Ap J 20, S 149 (1904)

Zur Berechnung dieses Faktors, und nur dazu, ist eine angenäherte Kenntnis der Wellenlängen des Normalspektrums (Tab 1, erste Spalte) nötig Es genügt in allen Fällen, die Wellenlängen etwa auf $^1/_{10}$ Å zu kennen, man kann sie also einem Atlas oder einer Tafel des Sonnenspektrums entnehmen

Tabelle 1

λ	Stern	Eisen	km
4344,1	45^R,095		1000
4352,0	45 ,611		1010
4360,0	46 ,113		1010
4375,4	47 ,186		1020
4383,7		47^R,765	
4384,5	47 ,814		1030
4395,0	48 ,544		1040
4401,2	48 ,895		1040
4404,9	49 ,161		1050
4404,9		49 ,164	
4415,3		49 ,835	
4415,3	49 ,837		1050
4417,9	50 ,002		1050
4422,8	50 ,308		1060
4443,0	51 ,647		1070
4451,3	52 ,102		1080
4455,4	52 ,397		1080
4462,0	52 ,806		1090
4466,7		53 ,106	
4476,2		53 ,689	
4482,0	54 ,002		1100
4494,7	54 ,806		1110
4494,7		54 ,812	
4501,3	55 ,220		1120
4571,8	59 ,332		1170
4584,0		60 ,012	

Tabelle 2

λ	Stern	Eisen	Korr	Δ	V (km)
4352,0	45^R,639		−2	+26	+26
60,0	46 ,130		−3	+14	+14
75,4	47 ,213		−3	+24	+24
83,7		47^R,766			
84,5	47 ,840		−3	+23	+21
95,0	48 ,567		−4	+19	+20
4401,2	48 ,912		−4	+13	+14
04,9	49 ,188		−4	+23	+24
04,9		49 ,170			
15,3		49 ,840			
15,3	49 ,870		−5	+28	+29
17,9	50 ,037		−5	+30	+31
43,0	51 ,673		−5	+21	+22
55,4	52 ,422		−6	+19	+21
62,0	52 ,845		−6	+33	+36
76,2		53 ,699			
94,7		54 ,815			
4501,3	55 ,240		−7	+13	+15
71,8	59 ,350		−4	+14	+16
84,0		60 ,015			

Als Beispiel für das Verfahren sei die Reduktion eines Teiles der Platte 56a von W Sagittarii[1] nach CURTISS gegeben Die erste Spalte der Tabelle 2 enthält die angenäherten Wellenlängen der Stern- und Eisenlinien, die zweite Spalte die entsprechenden Messungen der Platte in Einheiten der Meßschraube, die dritte die Messungen der Eisenlinien, die vierte die an die Messungen der Sternlinien anzubringenden Korrektionen, durch welche die Platte auf die Velocity Standard Table (Tab 1)[2] bezogen wird Sie wurden durch graphische Ausgleichung der Eisenspektren auf den beiden Platten gewonnen Unter Δ ist dann die Verschiebung der Linien des Sternspektrums gegen die des Standardspektrums in Einheiten der Meßschraube angeführt Werden diese Δ mit den Umwandlungsfaktoren (Tab 1, letzte Spalte) multipliziert, so resultiert die unter V stehende Radialbewegung

Wie ersichtlich, fällt bei dieser Methode die Berechnung einer Interpolationsformel fort, an ihre Stelle tritt eben die Velocity Standard Table Sind Spektra zu bearbeiten, die bei verschiedenen Temperaturen des Spektrographen erhalten wurden, so genügt diese eine Velocity Standard Table nicht, sondern es sind entsprechende Tafeln für die verschiedenen Temperaturen aufzustellen, ganz ebenso wie bei den früher auseinandergesetzten Verfahren Interpolationsformeln für verschiedene Temperaturen zu berechnen sind Der Arbeitsaufwand bei der Anwendung der Methode von CURTISS dürfte ungefähr derselbe wie bei den anderen Methoden sein, aber die von CURTISS besitzt gewisse Vorzüge vor den anderen Die Resultate sind nämlich unabhängig von den Werten der Wellenlängen, da diese bei der Reduktion nicht direkt gebraucht werden, im Gegensatz zu den anderen Verfahren Die Linien der Vergleichsspektren dienen erstens

[1] Lick Bull 3, S 34 (1904) [2] Lick Bull 3, S 30 (1904)

dazu, die Dispersion des Sternspektrums der des Standardspektrums gleichzumachen und zweitens eine Koinzidenz zwischen den beiden Spektren herzustellen derart, daß die Verschiebung der Sternlinien gegen die Linien des Standardspektrums ohne weiteres den DOPPLER-Effekt darstellen. Eine genaue Kenntnis der Wellenlängen der Linien der Vergleichsspektren ist dazu aber unnötig. Ebensowenig werden die Wellenlängen der Linien des Sternspektrums und des Standardspektrums für die Reduktion gebraucht.

Ein zweiter Vorzug des Verfahrens von CURTISS ist, daß das Auftreten gewisser systematischer Fehler, die bei den anderen Methoden fast unvermeidbar sind, verhindert oder wenigstens die Größe dieser Fehler stark vermindert wird. Hat man die Lage von Absorptionslinien gegen die von Emissionslinien zu messen, so spielen bei der Verschiedenartigkeit der zu messenden Gebilde Auffassungsfehler häufig eine große Rolle. Diese fallen bei dem Verfahren von CURTISS wohl fort, da bei ihm nur gleichartige Gebilde gegeneinander vermessen werden, die Verschiebung der Absorptionslinien des Sternspektrums gegen die Absorptionslinien des Standardspektrums.

Auch diejenigen systematischen Fehler werden nahezu unschädlich gemacht, die dadurch entstehen, daß der optische Teil des Spektrographen nicht ganz fehlerfrei ist oder der Fokus der Kamera bei der Aufnahme nicht ganz richtig eingestellt war. Beide Ursachen wirken sich verschieden aus, je nachdem man es mit Emissions- oder Absorptionslinien zu tun hat. Es entsteht somit ein Fehler, ebenfalls systematischer Art, wenn die Lage von Absorptionslinien gegen die von Emissionslinien, oder umgekehrt, zu vermessen ist. Der Fehler wird gering oder verschwindet ganz, wenn man wie bei CURTISS die gegenseitige Lage von Linien gleicher Art mißt, wenigstens dann, wenn die beiden Platten angenähert die gleichen Schwärzungen besitzen.

Die Anwendung des Verfahrens von CURTISS ist am zweckmäßigsten für den Fall, daß zahlreiche Spektren ein und desselben Sternes oder von Sternen ein und desselben Spektraltypus auszuwerten sind. Da sich das Sonnenspektrum am besten als Normalspektrum eignet, ist die Reduktion eines Sternes vom Sonnentypus am leichtesten und sichersten auszuführen. Im Prinzip kann man natürlich als Standardspektrum das eines jeden Sternes wählen, wenn nur dessen Radialbewegung bekannt ist, z. B. auch einen Stern vom Typus A, aber die Vorzüge des Verfahrens machen sich am meisten geltend bei Sternen mit linienreichen Spektren.

58. Die Messung und Reduktion von Spektren mit dem Spektrokomparator von HARTMANN[1]**.** Bei der Methode von CURTISS wird, wie oben auseinandergesetzt, das Sternspektrum mittels des Sonnenspektrums reduziert. Die Vergleichsspektren (Metallbogen) auf den Platten des Sonnen- und des Sternspektrums dienen nur dazu, eine Verbindung zwischen beiden letzteren herzustellen, gewissermaßen eine Übertragung des Spektrums der Sonne auf die Platte des Sternspektrums auszuführen. Diese Übertragung läßt sich, wie HARTMANN fand, mit Hilfe optischer und mechanischer Einrichtungen (Spektrokomparator) noch wesentlich vereinfachen, so daß die Arbeit des Messens und Reduzierens erheblich abgekürzt wird und außerdem noch die Genauigkeit steigt.

Das Prinzip, welches dem Verfahren von HARTMANN zugrunde liegt, ist höchst einfach. Durch die Konstruktion des Apparates wird es ermöglicht, je ein Stück des Spektrums der Sonne („Fundamentalspektrum"), des zu messenden Sternes und der beiden Vergleichsspektren gleichzeitig nebeneinander zu sehen (Abb. 25a u. b). Durch Drehen einer Schraube S (Abb. 22 u. 23) bringt man nacheinander das Sternspektrum mit dem danebenliegenden Sonnenspektrum und dann

[1] Ap J 20, S. 338 (1904); 24, S. 285 (1906); Z f Instrk 26, S. 205 (1906); Potsdam Publ 18, Nr. 53, S. 1 (1906).

die Vergleichsspektren der beiden Platten zur Koinzidenz (Zur Herstellung der Koinzidenz der Sonnen- und Sternlinien werden nicht nur gut begrenzte oder symmetrische Sternlinien benutzt, sondern auch breite Gruppen, Kanten von Bandern und selbst die im Negativ dunklen Zwischenraume zwischen Linien) Man bildet hierauf die Differenz der Schraubenablesungen, bei denen diese beiden Koinzidenzen stattfinden, sie entspricht der noch in Schraubenteilen ausgedruck-

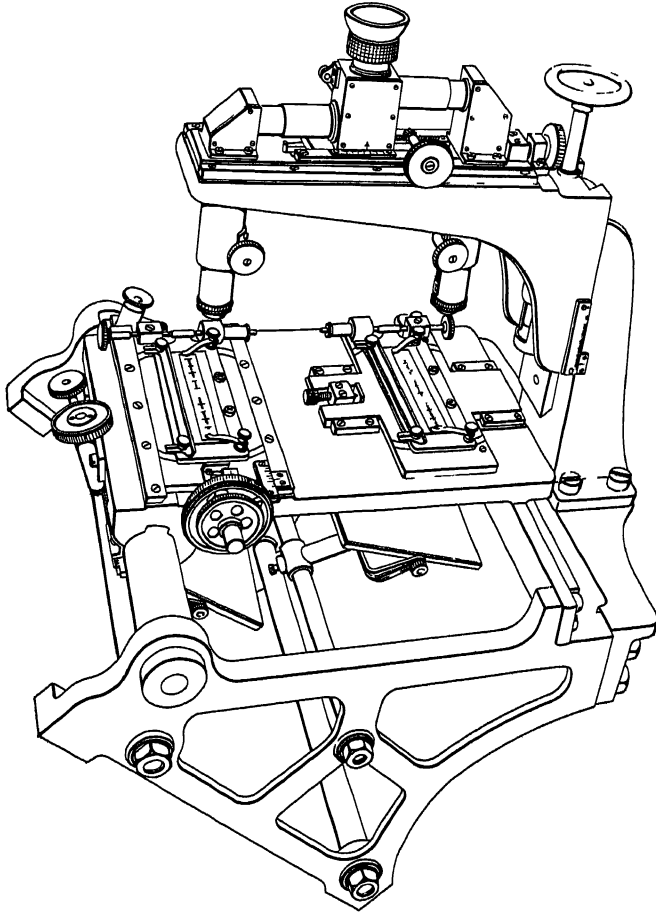



Abb 21 Der Spektrokomparator von HARTMANN

ten Radialgeschwindigkeit Durch Multiplikation der Differenz mit einem Umwandlungsfaktor wird die Radialgeschwindigkeit in Kilometern ausgedruckt erhalten Nachdem ein Stuck des Spektrums so vermessen ist, wird ein zweites eingestellt und in gleicher Weise behandelt usw , bis die ganze brauchbare Strecke des Sternspektrums ausgewertet ist Es wird sonach die Radialgeschwindigkeit des Sternes nicht aus einer mehr oder minder großen Zahl einzelner Linien des Spektrums erhalten, sondern aus einigen größeren Stucken des Spektrums mit zahlreichen Linien und Liniengruppen, was eine wesentliche Verkurzung der Meß- und Rechenarbeit bedeutet Es fallt auch die vielfach schwierige und unsichere Identifizierung der einzelnen Linien fort, nur wird vorausgesetzt, daß das Sternspektrum dem Fundamentalspektrum nahe gleicht

Eine genaue Kenntnis der Wellenlangen der Sternlinien sowie der Vergleichslinien ist nicht notig, da die Wellenlangen nur zur Berechnung des Umwandlungsfaktors gebraucht werden, wahrend bei den anderen Verfahren (außer dem von CURTISS) die Radialgeschwindigkeit von der Genauigkeit der Werte der Wellenlangen direkt abhangt

Dieses Verfahren von HARTMANN eignet sich besonders zur Auswertung linienreicher Spektren, namentlich wenn zahlreiche Platten ein und desselben Sterns (Sterne mit variabler Radialgeschwindigkeit) oder von Sternen desselben

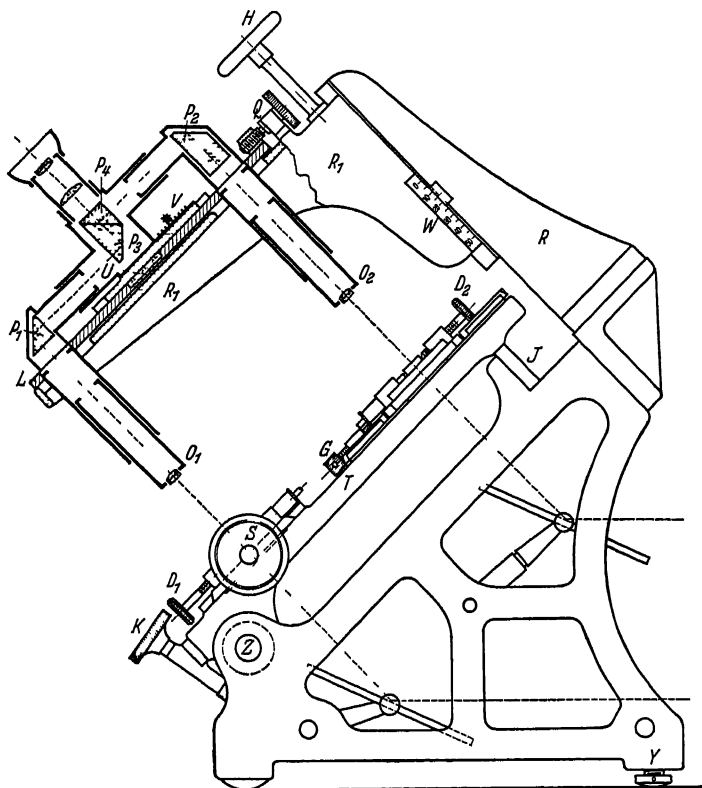



Abb 22 Querschnitt durch den Spektrokomparator

Typus vorhanden sind, d h fur differentielle Messungen Dazu gehort auch die Bestimmung der Sonnenparallaxe aus spektroskopischen Messungen Der einzige Mangel des Verfahrens besteht darin, daß man uber die chemische Zusammensetzung, den Ionisationszustand des Sternes usw nichts erfahrt, ferner daß man nicht, wie bei den anderen Verfahren, außer der Radialgeschwindigkeit des Sterns auch noch nachtragliche Korrektionen der Wellenlangen der Sternlinien erhalt

59 Beschreibung des Apparates Eine Gesamtansicht des Apparates gibt Abb 21, einen naheren Einblick in den Bau desselben gewahren die Konstruktionszeichnungen Abb 22, 23, an Hand deren die Beschreibung HARTMANNS[1] wiedergegeben werden soll

---

[1] Z f Instrk 26, S 205ff (1906)

„Der Tisch des Meßapparates, auf welchem die beiden zu vergleichenden Spektrogramme befestigt werden, ist in Abb 23 in ein Funftel der naturlichen Große dargestellt, er enthalt die Vorrichtungen zur Justierung der Lage der beiden Platten Das Sonnenspektrum wird mittels zweier Mikroskopklemmen auf der Platte A_1 befestigt, die zur Beleuchtung des Spektrums einen 1 cm breiten und 12 cm langen Ausschnitt hat Diese Platte kann zunachst durch die Schraube D_1 und die Gegenfeder F_1 zentrisch um den kurzen Zapfen E_1 gedreht werden, der in der unter A_1 liegenden Platte B_1 gelagert ist Letztere lauft in den Schwalbenschwanzfuhrungen C und wird auf der Tischplatte T durch die Mikrometerschraube S von rechts nach links verschoben Die Schraube hat eine Ganghohe von 0,5 mm, und ihre Trommel ist in 100 Teile geteilt Zwei lange, unterhalb des Tisches liegende Spiralfedern drucken die Platte B_1 gegen die abgerundete, auf einer Achatplatte laufende Spitze der Schraube Die Zahl der ganzen Schraubenumdrehungen wird bei X an einer 0,5 mm-Teilung abgelesen

Abb 23 Tisch des Spektrokomparators

Das auszumessende Sternspektrum wird in gleicher Weise auf der um den Zapfen E_2 drehbaren Platte A_2 befestigt Die diese tragende Platte B_2 ist mittels der Schraube G von unten nach oben gegen die Tischplatte T verschiebbar, so daß hierdurch der Abstand der beiden Spektra voneinander reguliert werden kann

Die ganze Tischplatte T ist auf dem 35 mm starken Stahlzylinder Z und auf der ebenen Stahlschiene J um 12 cm von links nach rechts verschiebbar Die Verschiebung erfolgt mittels einer unterhalb liegenden Zahnstange durch den Knopf K, neben welchem eine Klemme zur Befestigung der Tischplatte in unveranderlicher Stellung vorgesehen ist Die Stellung des Triebes kann an der 0,5 mm-Teilung N mit Nonius und Lupe abgelesen werden

Der Tisch T wird in der aus Abb 23 ersichtlichen Weise von seinen Fuhrungen Z und J in einer 45° geneigten Linie getragen Uber ihm erhebt sich der Trager RR_1 eines Doppelmikroskopes, dessen Konstruktion aus dem in Abb 22 gegebenen Durchschnitt zu erkennen ist Die optischen Achsen der beiden Objektive O_1 und O_2 sind senkrecht auf die beiden auf dem Tische befestigten Spektrogramme gerichtet Die beiden mit 41 mm langen, durch Zahntrieb verstellbaren Auszugen versehenen Objektivrohre sind in festem Abstand voneinander auf der Platte L befestigt, welche in einer Schwalbenschwanzfuhrung auf der Oberflache des Tragers R_1 gleitet und durch die Schraube Q um etwa 1 cm verschoben werden kann Am oberen Ende der beiden Objektivrohre wird der Lichtstrahl durch die rechtwinkligen Prismen P_1 und P_2 nach

dem Prismenkorper $P_3 P_4$ hin reflektiert In der Beruhrungsflache der Prismen P_3 und P_4 findet die Vereinigung der beiden Strahlenbundel in folgender Weise statt

Auf der Hypotenuse des Prismas P_4 ist eine Flache von der in Abb 24 durch Schraffierung bezeichneten Form versilbert, und hierauf ist das Prisma mit dem Prisma P_3 verkittet worden, im Okular hat das Gesichtsfeld die durch die Kreislinie umgrenzte Gestalt Sind die beiden Spektra in der angegebenen Weise unter die Mikroskope O_1 und O_2 gelegt und richtig justiert, so erblickt man, wie Abb 25a u b zeigen, auf den schraffierten Flachenstucken Teile des Sternspektrums bzw seines Vergleichsspektrums, wahrend das ubrige Gesichtsfeld vom Bilde des unter O_1 liegenden Sonnenspektrums ausgefullt wird

Durch die Mitte der Hypothenusenflache des Prismas P_4 ist noch senkrecht zu den Spiegelstreifen eine feine schwarze Linie (Faden) abgezogen Sie dient nicht zum eigentlichen Messen, sondern nur zur rohen Markierung der Mitte des Gesichtsfeldes Da der Faden 45° gegen die optische Achse des Okulars geneigt ist, so kann immer nur eine kurze Strecke desselben im Gesichtsfelde scharf erscheinen, ebenso wie auch die Begrenzung der beiden seitlichen Spiegelstreifen etwas unscharf erscheinen wird, wenn man das Okular auf den mittleren scharf einstellt Fur die Messungen selbst ist dies ganzlich belanglos, da bei richtiger Beleuchtung der Platten der Beobachter die Spiegel uberhaupt nicht sieht, sondern lediglich die in ihnen reflektierten Bilder, die streng in der Einstellebene liegen

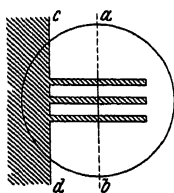



Abb 24 Hypotenuse des Prismas P_4

Der Prismenkorper $P_3 P_4$ ist in einem Kastchen montiert, aus welchem er mit seiner Fassung leicht herausgenommen werden kann, um ihn durch einen anderen zu ersetzen Hierdurch ist es ermoglicht, nach Belieben verschiedene Formen der Spiegel zu verwenden

Das den Prismenkorper enthaltende und auch das Okular tragende Kastchen ist auf einem Schlitten befestigt, der durch den Trieb V verschoben werden kann, seine Stellung ist an einer Millimetereinteilung U abzulesen Nahert man es dem Mikroskop O_1, so wird dieses verkurzt und seine Vergroßerung also vermindert, wahrend gleichzeitig die Vergroßerung von O_2 verstarkt wird Durch diese allmahliche Veranderung der relativen Vergroßerung der beiden Mikroskope ist es dem Beobachter ermoglicht, die im Gesichtsfeld erscheinenden Bilder der beiden Spektrogramme so genau gleich groß zu machen, daß sie in ihrer ganzen Ausdehnung gleichzeitig zur scharfen Koinzidenz gebracht werden konnen

Es ist endlich noch zu erwahnen, daß der obere Teil R_1 des Mikroskoptragers sich an dem unteren Teile R in einer Schwalbenschwanzfuhrung durch Drehung des Handrades H um 5 cm auf und ab bewegen laßt Diese Bewegung dient dazu, um die Vergroßerung beider Mikroskope so zu verandern, daß die Breitendimensionen der Bilder der Spektra genau der gegebenen Breite der Spiegel im Prismenkorper entsprechen, so daß die beiden seitlichen Spiegelstreifen mitten in die Vergleichsspektra zu liegen kommen Diese Hohenstellung der Mikroskope wird an der Millimeterskala W abgelesen"

60 Vorbereitungen zu den Messungen mit dem Spektrokomparator Die Prufung des Apparates beschrankt sich auf eine Untersuchung der Meßschraube in bezug auf Fehler periodischer Natur Da bei den Messungen stets nur Bruchteile einer Schraubenumdrehung benutzt werden, sind fortschreitende Fehler der Schraube ohne Wirkung

„Zur Erleichterung der Messungen bestimmt man noch einige Konstanten des Apparats, namlich die Mittelstellungen an den Teilungen N, X und U,

sowie eine kleine Tabelle fur die Hoheneinstellung W Als Mittelstellung N_0 des Tisches wird die bezeichnet, bei welcher sich das Bild des Drehungsmittelpunktes des Zapfens E_2 auf dem Faden befindet Klemmt man den Tisch in dieser Lage fest und verschiebt dann den Schlitten B_1 mittels der Schraube so lange, bis auch der Drehungsmittelpunkt von E_1 auf dem Faden liegt, so ergibt sich die Ablesung X_0

Die Skala U dient zur Einstellung der relativen Vergroßerung der beiden Mikroskope (Bilddehnung) Um die Stellung U_0, bei welcher beide Vergroßerungen genau gleich sind, zu finden, legt man irgend zwei Platten, auf denen sich ein scharfer Strich befindet, unter die Mikroskope und bringt die Bilder der Striche im Gesichtsfeld durch Drehen der Meßschraube in die Koinzidenzstellung Bewegt man dann den Tisch auf der Zylinderfuhrung hin und her, so bleiben die Striche nur dann im ganzen Gesichtsfeld in Koinzidenz, wenn beide Mikroskope gleich stark vergroßern Bewegt sich die unter O_1 liegende Marke weniger als die andere, so ist ihr Bild weniger vergroßert, das Mikroskop O_1 ist zu kurz, und der Prismenkorper ist daher mittels des Triebes V nach oben, der $+$-Richtung der Teilung U zu verschieben Bei dieser Verschiebung wird nun die scharfe Einstellung der Bilder etwas gestort, und man muß dieselbe durch neue Fokussierung der beiden Objektivauszuge berichtigen Zur Erleichterung dieser auch bei der Ausmessung der Spektra ofter wiederkehrenden Verrichtung sind die Zahntriebe dieser Auszuge so angebracht, daß zur Herstellung der scharfen Einstellung diese beiden Triebe immer in derselben Richtung gedreht werden mussen, in welcher man zuvor den Trieb V gedreht hat Auch merke man sich ein fur allemal die Richtung, in welcher diese Drehung von V auszufuhren ist Wenn das Bild des unter O_1 liegenden Spektrums zu klein ist, dann ist der Prismenkorper nach oben hin zu verschieben

Als letzte Erleichterung der spateren Messungen kann man noch ein Tafelchen herstellen, welches fur die verschiedenen Breitendimensionen der Spektra die anzuwendende Einstellung an der Hohenskala W angibt Die Hohe des Mikroskoptragers R_1 soll bei den Messungen immer so eingestellt werden, daß die beiden außeren Spiegelstreifen mitten in den Bildern der Eisenspektra liegen Um diese Einstellung mittels der Skala W rasch zu finden, braucht man nur zu ermitteln, welcher Große des Objektes diese Spiegeldistanz bei den verschiedenen Ablesungen W entspricht, mißt man dann bei dem auszumessenden Spektrum die Distanz der Mitten der Vergleichsspektra, so kann man das entsprechende W unmittelbar einstellen

Zur Aufstellung des erwahnten Tafelchens legt man eine Zehntelmillimeterteilung, die auf einer Glasplatte von nahe derselben Dicke wie die auszumessenden Spektrogramme angebracht ist, auf die Platte A_1, so daß die Teilstriche horizontal liegen Wahrend die Bilddehnung dauernd auf U_0 eingestellt bleibt, stellt man der Reihe nach die verschiedenen Ablesungen der Skala W ein, fokussiert jedesmal scharf mit dem Objektivauszug und schatzt die Distanz der Mitte der beiden außeren Spiegel nach der Skala ein"

61 Die Messungen selbst „Auf der Platte des Sonnenspektrums (Fundamentalspektrum) bezeichnet man durch dicht neben das Eisenspektrum gesetzte Punkte eine Anzahl von Stellen und numeriert dieselben in der aus Abb 25a u b ersichtlichen Weise Diese Stellen werden so ausgewahlt, daß sich, sobald der Punkt auf den Faden gebracht wird, eine Anzahl guter Linien des Eisenspektrums zu beiden Seiten des Fadens auf den Spiegelstreifen befinden Fur die so bezeichneten Punkte des Spektrums berechnet man die Geschwindigkeitsfaktoren s, d h diejenigen Geschwindigkeiten, welchen an den betreffenden Stellen eine Linienverschiebung um 1^R der Meßschraube entspricht

Die Ausmessung eines Sternspektrums findet nun folgendermaßen statt Man stellt den Wert von W und die Bilddehnung U_0 ein Ist X die zufallige Stellung der Meßschraube, so schiebt man den Tisch auf die Ablesung $N = N_0 - X_0 + X$, in dieser Stellung befindet sich die Achse des Zapfens E_1 auf dem Faden Dann befestigt man das Fundamentalspektrum auf der Platte A_1, als Lage I ist diejenige bezeichnet, in welcher die großeren Wellenlangen rechts liegen, im Mikroskop also links erscheinen Man stellt das Okular scharf auf den mittleren Spiegelstreifen ein und bringt dann mit dem Objektivauszug O_1 das Bild der Platte zur scharfen Einstellung Dann stellt man mit der Schraube Q den mittleren Spiegel genau auf die Mitte des Fundamentalspektrums, schiebt den Tisch mittels des Triebes K bis an das Ende des Spektrums und stellt dieses durch die Schraube D_1 wieder wie vorher symmetrisch zum Spiegel Hiermit ist das Fundamentalspektrum parallel zur Zylinderfuhrung gerichtet und seine Justierung beendigt Fast ebenso einfach ist die Justierung des Sternspektrums Man befestigt dasselbe auf der Platte A_2 und schiebt es hierbei gleich so, daß dieselbe Stelle des Spektrums im Gesichtsfelde erscheint wie vom Fundamentalspektrum Man stellt das Objektiv O_2 scharf ein, bringt den Tisch in die Mittellage N_0 und verschiebt nun mittels der Schraube G das Sternspektrum so lange, bis es in gleicher Hohe mit dem Fundamentalspektrum im Gesichtsfelde erscheint Man richte sich hierbei nur nach den Eisenlinien beider Platten und vergleiche sie nahe bei der Trennungslinie cd in Abb 24 Dann schiebt man den Tisch wieder seitwarts ans Ende der Spektra und stellt durch die Schraube D_2 die gleiche Hohenlage abermals her Hierdurch ist auch das Sternspektrum der Zylinderfuhrung parallel gerichtet

Sodann ist die Bilddehnung mittels des Triebes V so einzustellen, daß die beiden Spektra im Gesichtsfelde genau gleich groß erscheinen

Ist das Sternspektrum, wie es haufig der Fall ist, nicht in seiner ganzen Breite gleichmaßig belichtet, so verschiebt man endlich mittels der Schraube Q

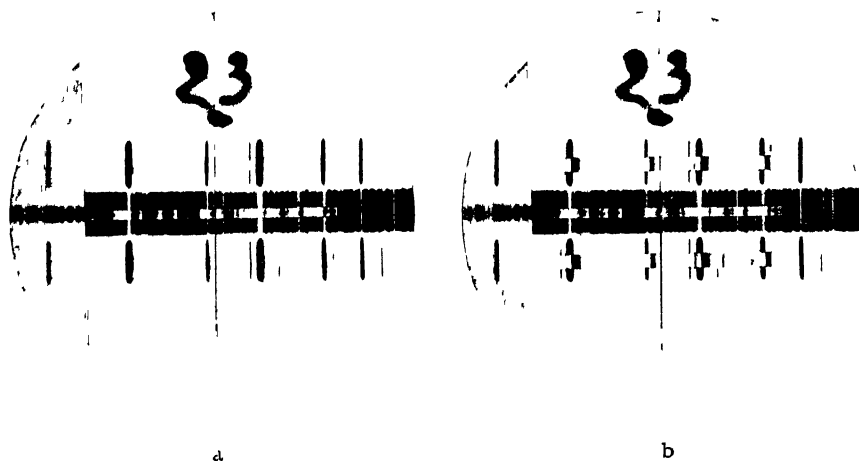



Abb 25 a u b Messung eines Spektrogrammes im Spektrokomparator

die Mikroskope so, daß der mittlere Spiegelstreifen die schonste Stelle aus dem Sternspektrum aufnimmt

Die eigentliche Messung besteht nun lediglich darin, daß man, wahrend sich einer der numerierten Punkte auf dem Faden befindet, durch Drehen der Meßschraube S nacheinander das Sternspektrum mit dem nebenliegenden Funda-

mentalspektrum und dann die Eisenspektra zur Koinzidenz bringt, wie dies aus Abb 25a u b zu ersehen ist Da die Spektra in ihrer ganzen im Gesichtsfeld sichtbaren Länge genau koinzidieren, so erkennt man auf einen Blick, welche Linien in beiden gemeinsam und zur Herstellung der Koinzidenz zu verwenden sind

Hat man das Spektrum in der Lage I ausgemessen, so dreht man dasselbe und auch das Fundamentalspektrum um 180° und wiederholt die Messung in der Lage II Hierdurch werden die von der Lage abhängigen psychophysischen Fehler eliminiert Gleichzeitig mit diesen eliminiert man nun hierbei auch den geringen Einfluß des periodischen Schraubenfehlers auf das Resultat Man hat zu diesem Zweck nur darauf zu achten, daß die Messung in der Lage II bei einer um 180° verschiedenen Schraubenablesung gemacht wird "

62. Reduktion der Messungen HARTMANN erläutert die Reduktion der Messungen an einem Beispiel, das in der Hauptsache gleichfalls hier reproduziert werden soll

Platte III 775 α Bootis 26 Mai 1905, $9^h 44^m$ MEZ Fundamentalspektrum III 758
Marke 13 λ 4606, Marke 34 λ 4070

Marke	Lage I			Lage II			$\frac{d_1+d}{2}$	s	$V_* - V_0$
	Fe	*	d_1	Fe	*	d			
13	27^R,403	27^R,382	$+0^R$,021	27^R,876	27^R,901	$+0^R$,025	$+0^R$,023	479	+11,0km
14	,406	,380	26	,875	,899	24	25	465	11,6
15	,404	,377	27	,876	,900	24	25	450	11,5
16	,408	,376	32	,869	,898	29	30	437	13,3
17	,410	,380	30	,873	,902	29	29	422	12,4
18	,413	,385	28	,870	,900	30	29	407	11,8
19	,423	,395	28	,862	,891	29	28	396	11,3
20	,424	,392	32	,860	,886	26	29	383	11,1
21	,427	,389	38	,856	,888	32	35	373	13,1
22	,427	,398	29	,856	,889	33	31	361	11,2
23	,426	,393	33	,853	,882	29	31	349	10,8
24	,427	,392	35	,852	,885	33	34	337	11,5
25	,427	,388	39	,857	,889	32	35	326	11,6
26	,423	,390	33	,857	,888	31	32	315	10,1
27	,426	,385	41	,855	,893	38	39	304	12,0
28	,423	,380	43	,858	,893	35	39	294	11,5
29	,424	,386	38	,857	,892	35	36	285	10,4
30	,426	,380	46	,856	,900	44	45	275	12,4
31	,421	,373	48	,856	,905	49	48	266	12,9
32	,421	,378	43	,859	,900	41	42	259	10,9
33	,424	,380	44	,855	,898	43	43	252	11,0
34	,430	,377	53	,852	,895	43	48	244	11,7
								Mittel	+11,60

Die vier mit Fe und * überschriebenen Spalten enthalten die bei der Messung niedergeschriebenen Schraubenablesungen Man bildet daraus den Betrag der Linienverschiebung, nämlich

$$\text{in Lage I} \quad d_1 = \text{Fe} - *,$$

$$\text{in Lage II} \quad d_2 = * - \text{Fe}$$

Die Spalte $d = \frac{d_1 + d_2}{2}$ gibt die Mittel der Verschiebung in Teilen der Meßschraube Mit Hilfe der Umwandlungsfaktoren s werden die d in Kilometer verwandelt Die Spalte $V_* - V_0$ enthält die gesuchten Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen Stern und Fundamentalspektrum

Als Fundamentalspektrum diente ein Sonnenspektrum (16 Mai 1905) Da die Komparatormessung den Unterschied der Geschwindigkeiten von Stern und

Sonne liefert, muß die Geschwindigkeit der Sonne fur das Fundamentalspektrum bekannt sein Man berechnet sie am einfachsten aus den in den astronomischen Ephemeriden gegebenen Werten des Radiusvektors, da diese schon alle Storungen enthalten Hierzu kommt noch die Komponente der Erdrotation Die Summe dieser beiden Korrektionen betragt im vorliegenden Fall $+0{,}31$ km, so daß sich V_* zu $+11{,}91$ km ergibt V_* ist somit die wahre Radialgeschwindigkeit des Sterns gegen den Beobachter Die Reduktion ($-16{,}65$ km) von V_* auf die Sonne wird in der ublichen Weise berechnet und angebracht, so daß sich fur die Radialgeschwindigkeit von α Bootis, bezogen auf die Sonne, schließlich ergibt $V = -4{,}74$ km

Der Spektrokomparator eignet sich ubrigens auch sehr zu vergleichenden Studien uber die Spektra verschiedener Sterne

l) Systematische Fehler bei der Reduktion von Sternspektrogrammen

63 Einleitung Die Reduktion der Messungen eines Sternspektrums verlauft, in wenigen Worten ausgedruckt, in folgender Weise Aus den Messungen der Vergleichsspektrumlinien wird eine Beziehung abgeleitet zwischen diesen Messungen und den etwa in einem physikalischen Laboratorium bestimmten Wellenlangen dieser Linien (Interpolationsformel) Mittels dieser Beziehung werden dann aus den Messungen der Sternspektrumlinien die Wellenlangen dieser Linien berechnet und diese Wellenlangen dann mit den Wellenlangen der entsprechenden Linien des Sonnenspektrums verglichen Es wird also vorausgesetzt, daß die Linien des Sternes identisch mit denen der Sonne sind Aus der Differenz der Wellenlangen zwischen Sonnenlinien und Sternlinien folgt dann die Radialgeschwindigkeit des Sterns, bezogen auf die Sonne (Die Radialgeschwindigkeit, die sich unmittelbar aus den Messungen ergibt, ist die des Sterns gegen die Erde, die Reduktion auf die Sonne wird aus den bekannten Elementen der Erdbewegung berechnet und angebracht) Bei dieser Auswertung der Messungen des Sternspektrums konnen nun systematische Fehler verschiedener Art entstehen Diese sollen hier besprochen werden

64 Fehler der Wellenlange einer einzelnen Linie. Zunachst konnen die Wellenlangen einzelner Linien sowohl des Vergleichs- als auch des Sonnenspektrums großere zufallige Fehler besitzen Die Fehler der ersteren Linien werden bereits bei der Ableitung der Interpolationsformel bemerkt und durch eine passende Ausgleichung beseitigt Fehler einzelner Wellenlangen der Sonnenlinien bewirken, daß die Radialgeschwindigkeit aus diesen Linien gegen die Radialgeschwindigkeiten aus den anderen Linien großere Abweichungen zeigt, so daß das Mittel der Radialgeschwindigkeiten aus samtlichen Linien systematisch gefalscht wird Das ist besonders dann der Fall, wenn das Sternspektrum nur wenige Linien enthalt Beispielsweise beeinflußte eine falsche Wellenlange der $H\delta$-Linie im Sonnenspektrum die Radialgeschwindigkeiten der Sterne, die fast nur die Linien des Wasserstoffes enthalten, worauf CAMPBELL hingewiesen hat

Der Fehler in der Wellenlange einer solchen Linie laßt sich nun aus einer großen Anzahl von Spektren desselben Sternes oder von Sternen desselben Spektraltypus folgendermaßen bestimmen Es wird die Radialgeschwindigkeit unter Ausschluß der Linie mit der fehlerhaften Wellenlange berechnet und die Differenz zwischen dieser Radialgeschwindigkeit und der Radialgeschwindigkeit, die mit der fehlerhaften Wellenlange berechnet ist, gebildet Ist eine großere Anzahl von Spektren gemessen worden, so wird das Mittel dieser Differenzen als frei von zufalligen Fehlern angesehen werden konnen, so daß es zur Kor-

rektion der Wellenlange der fehlerhaften Linie benutzt werden kann Die Wellenlange dieser Linie ist dann in jeder einzelnen Aufnahme um den Betrag zu korrigieren, der aus obiger Differenz folgt Wenn dann wieder das Mittel der Radialgeschwindigkeiten aller Linien einer jeden Platte von neuem gebildet wird, so ist dieses Mittel nun frei von dem systematischen Fehler, der durch die falsche Wellenlange der Spektrallinie entstand In dieser Weise ist z B HARTMANN[1] vorgegangen

65 Fehler des Wellenlangensystems Weiterhin kann das Wellenlangensystem des Vergleichsspektrums vom Wellenlangensystem der Sonnenlinien abweichen Bei der Reduktion der Sternlinienmessungen mit Hilfe des Vergleichsspektrums (z B Fe) werden die Wellenlangen der Sternlinien im System der Vergleichslinien gefunden Weicht dieses System von dem der Sonnenlinien ab, so werden die Differenzen der Sternlinien gegen die Sonnenlinien systematischen Charakter aufweisen und dadurch wird auch die Radialgeschwindigkeit systematisch verfalscht sein Dieser Fehler durfte sehr vielen Radialgeschwindigkeiten anhaften, die bis zur Revision der Preliminary Table ROWLANDS bestimmt worden sind Als Vergleichsspektrum wurde damals namlich fast allgemein das Spektrum des Eisens benutzt, dessen Wellenlangen von KAYSER[2] zwar im Anschluß an das System ROWLANDS bestimmt worden sind, aber nicht streng dem System von ROWLAND entsprechen (Eine ausfuhrliche Diskussion des Verhaltnisses zwischen den KAYSERschen Wellenlangen des Eisenspektrums und dem System von ROWLAND ist von HARTMANN[3] gegeben worden, auf welche hier hingewiesen werden soll, da eine ausfuhrliche Darstellung der Untersuchungen von HARTMANN hier zu weit fuhren wurde) Wurden die Linien des Sternspektrums nach der Preliminary Table of Solar Spectrum Wave-Lengths (P T) identifiziert und ihre Wellenlangen aus der P T entnommen, wahrend fur die Vergleichsspektrumlinien die KAYSERschen Tafeln benutzt wurden, so werden alle Radialgeschwindigkeiten, die auf diese Weise bestimmt sind, einen systematischen Fehler besitzen, dessen Betrag von der Große des Unterschiedes der beiden Systeme abhangt Eine Befreiung der Radialgeschwindigkeiten der fruheren Bestimmungen konnte nur durch eine Neureduktion aller Messungen unter Anwendung der „Revision of ROWLAND's Preliminary Table of Solar Spectrum Wave-Lengths" (R P T), Washington 1928, erhalten werden, deren System dasselbe ist wie das der jetzt gebrauchlichen Wellenlangentafeln der Elemente (System I A [4])

66 Fehler bei der Linienidentifizierung Der schwierigste und unsicherste Teil der Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten ist die Identifizierung der Sternlinien mit den Linien der chemischen Elemente Man geht dabei so vor, daß man aus einigen ohne weiteres identifizierbaren Linien, z B denen des Wasserstoffes, die Radialgeschwindigkeit angenahert ableitet, mit dieser dann die Wellenlangen der nicht bekannten Sternlinien verbessert und unter Benutzung von Wellenlangentafeln nachsucht, welchem Elemente diese Linien angehoren konnen Ist die Identifizierung auf diese Weise gelungen, so sind dann die Wellenlangen genau bekannt, und es wird dann die Radialgeschwindigkeit aus einer jeden Sternlinie gerechnet und das Plattenmittel der Radialgeschwindigkeit gebildet Hierauf wird gepruft, ob die Identifizierung fur alle Linien richtig ausgefuhrt worden ist, d h ob die Radialgeschwindigkeiten der

[1] A N 155, S 112 (1901)

[2] Ann d Phys (4) 3, S 195 (1900), Ap J 13, S 329 (1901), Handb der Spektroskopie 6, S 891 (1912)

[3] Ap J 18, S 167 (1903), 20, S 41 (1904), Astr Mitt Gottingen 19 (1916)

[4] Man vgl hierzu und zum folgenden Transactions of the International Astronomical Union I, S 35ff (1922), II, S 40ff (1925), III, S 77ff (1928), IV, S 58ff (1933), ferner Abschnitt 3 dieses Bandes

einzelnen Linien genügend genau mit dem Mittelwert der Platte übereinstimmen. Für diejenigen Linien, die zu stark vom Plattenmittel abweichen, wird das Verfahren wiederholt, bis genügende Übereinstimmung erreicht ist.

Früher, als erst Wellenlängentafeln nur weniger Elemente vorhanden und die Angaben außerdem mit starken Unrichtigkeiten zufälliger oder systematischer Art behaftet waren, war man für die Identifizierung ausschließlich auf die P. T. ROWLANDs angewiesen. Diese Art der Identifizierung ist aber ebenfalls eine Quelle systematischer Fehler gewesen, denn es ist zweifelhaft, ob die Bedingungen, unter denen eine Absorptionslinie auf der Sonne entsteht, identisch mit denen auf den Sternen sind. Die Annahme einer Gleichheit der physikalischen Verhältnisse auf der Sonne und den Sternen gilt wohl nur für Sterne mit einem sonnenähnlichen Spektrum, d. h. für Sterne vom Spektraltypus G, und für diese kaum in voller Strenge, da z. B. auch die absolute Helligkeit des Sternes in Betracht kommt (Riese, Zwerg). Außer der Temperatur werden eben noch Druck, chemische Zusammensetzung, DOPPLER-Effekte, STARK-Effekte usw. Veränderungen in den Werten der Wellenlängen erzeugen können[1]. Jedenfalls ist die Berechtigung für die Annahme einer Gleichheit der Wellenlänge in der Sonne und in dem Stern durch spezielle Untersuchungen nachzuweisen, wenn von systematischen Fehlern dieser Art freie Radialgeschwindigkeiten erhalten werden sollen.

Unter diese Gattung von systematischen Fehlern fallen auch die, welche durch die verschiedenen physikalischen Bedingungen, unter denen das Vergleichsspektrum erzeugt wird, entstehen. So kann z. B. die Radialgeschwindigkeit eines Sternes bis zu einem gewissen Betrag verschieden ausfallen, je nachdem als Vergleichsspektrum der Eisenbogen oder ein auf andere Art (Vakuumbogen, PFUND-Bogen) erzeugtes Vergleichsspektrum benutzt wird. Um vergleichbare Werte für die auf verschiedenen Observatorien bestimmten Radialgeschwindigkeiten zu erhalten, ist eine internationale Festsetzung über die Art der Erzeugung des Vergleichsspektrums nötig. Ein solcher Vorschlag ist bereits gemacht worden[2]. „In order to obtain lines of constant wave-length, constant intensity distribution and adapted to high orders of interference, the adoption is recommended of the Pfund arc [Ap J 27, S. 297 (1908)] operated between 110 and 250 volts, with 5 amperes or less, at a length of 12 to 15 millimetres used over a central-zone at right angles to the axis of the arc, not to exceed 1 to 1,5 millimetres in width, and with an iron rod 6 to 7 millimetres diameter as the upper pole and a bead of oxide of iron as the lower pole." Leider ist die Handhabung des PFUND-Bogens mit experimentellen Schwierigkeiten verbunden, so daß man ihn wohl schwerlich in Verbindung mit einem Sternspektrographen verwenden kann. Es bleibt also nichts übrig, als aus dem gewöhnlichen Eisenbogen eine Anzahl geeigneter Linien auszusuchen, diese im Laboratorium an den PFUND-Bogen anzuschließen und so das Sternspektrum auf indirektem Wege auf den PFUND-Bogen zu beziehen.

Nun kommt aber noch eine weitere sehr große Schwierigkeit für die Identifizierung der Sternlinien zu den obengenannten hinzu. Sowohl die Sonne als

---

[1] Die Wellenlänge einer Linie oder Liniengruppe ist bis zu einem gewissen Betrag abhängig von der Höhe der Schicht, in welcher die Absorption stattfindet. Nach den Werten MITCHELLS [Ap J 38, S. 407 (1913)] für die Höhe in der Chromosphäre, bis zu welcher einzelne Linien hinaufreichen, ist die mittlere Höhe der Schicht in der Sonne für 49 vielgebrauchte Linien etwa 583 km. Die mittlere Höhe der Schicht für 47 Linien, die bei der Reduktion der Spektrogramme von η Aquilae und ζ Geminorum verwendet wurden, ergab sich nach S. TH. JACOBSEN [Lick Bull 12, S. 140 (1926)] zu 580 km, das ist also ein Wert, der nur wenig von der mittleren Höhe der Schicht abweicht, in der die entsprechenden Linien in der Sonne entstehen.

[2] Transactions of the International Astronomical Union I, S. 36 (1922).

auch die Sterne der Spektraltypen F bis N besitzen zahlreiche so eng benachbarte Linien, daß das Spektrogramm infolge der kleinen Dispersion der Sternspektrographen diese Linien nicht mehr einzeln, sondern in eine Linie zusammengewachsen zeigt. Meist sind gerade die ausgeprägtesten, am sichersten zu messenden Sternlinien nicht einfache Linien, sondern Liniengruppen (blends), die der Spektrograph als eine einzelne Linie erscheinen läßt, während sie bei der großen Dispersion in den Darstellungen des Sonnenspektrums sich in eng benachbarte Linien auflösen. Die Identifizierung dieser Gruppen und die Feststellung der Wellenlänge einer solchen Gruppe im Sternspektrum ist meist sehr schwierig und setzt große praktische Erfahrung voraus. Man ist gezwungen, Versuche zu machen, ob eine Sternlinie eine mit der vorläufig bestimmten Radialgeschwindigkeit besser harmonierende Radialgeschwindigkeit gibt, wenn man sie als einfache Linie oder als Liniengruppe auffaßt, so daß in zahlreichen Fällen eine gewisse Willkur bei der Identifizierung nicht zu vermeiden ist. Besteht die Linie im Sternspektrum aber aus einer Gruppe, so ist es noch zweifelhaft, welche Wellenlänge man ihr zuweisen soll. Der beste Weg zur Entscheidung dieser Frage ist auch heute noch der, daß man nachsieht, welche Linien im Sonnenspektrum die betreffende Gruppe bilden und bei der Mittelbildung der Wellenlänge aus den einzelnen Linien der Wellenlänge einer jeden dieser einzelnen Linien die Intensitätszahlen der P. T. ROWLANDs bzw. die der R. P. T. als Gewichte beilegt[1]. Beispielsweise ergeben die Linien

4592,707 Ni, Intensität 2
4592,840 Fe, Intensität 4

als gewichtetes Mittel 4592,796. Die Übereinstimmung der Radialgeschwindigkeit aus der so berechneten Wellenlänge mit der aus anderen Linien folgenden Radialgeschwindigkeit ist das Kriterium dafür, daß die Mittelbildung in richtiger Weise vorgenommen worden ist. Für Sterne vom Sonnentypus oder von einem nahe benachbarten Spektraltypus führt dieser Weg meist zum Erfolg. Sobald aber Sterne anderer Typen vorliegen, können Fehler entstehen, selbst wenn die betreffende Gruppe aus denselben Einzellinien wie in der Sonne besteht, denn die Intensitäten dieser letzteren sind für die verschiedenen Spektraltypen nicht die gleichen. Weiterhin brauchen die zu einer Linie im Sternspektrogramm zusammenfließenden Linien nicht einmal dieselben wie in der Sonne zu sein, es können in einem Stern eines anderen Spektraltypus noch Linien zur Gruppe hinzukommen oder aus ihr verschwinden, die in der Sonne nicht oder in ganz anderen Intensitäten vorhanden sind. Es entstehen somit auch hierdurch Fehler, die einen systematischen, vom Spektraltypus abhängigen Charakter besitzen. Außer dem Spektraltypus kann auch die absolute Helligkeit des Sternes von Einfluß sein, d. h. seine sonstige physikalische Beschaffenheit. Dieselbe Liniengruppe kann in einem Zwerg eine andere Wellenlänge haben als in einem Riesen desselben Spektraltypus, weil die die Gruppen bildenden Linien andere Intensitäten in dem Zwerg haben können als in einem Riesen. Es kommt hinzu, daß die Wellenlänge einer solchen Gruppe auch noch von der Stärke der Exposition des Spektrogramms abhängt, indem schwache, einseitig liegende Begleiter starker Linien bei kräftiger Exposition verschwinden, sich aber bei schwacher Exposition bemerkbar machen und somit die Wellenlänge der Gruppe beeinflussen. S. TH. JACOBSEN[2] fand bei verschieden lang exponierten Platten ein und desselben Sternes Änderungen der Radialgeschwindigkeit im Betrage von 2 bis 3 km bei so beschaffenen Gruppen. Auch KÜSTNER[3] machte diese Erfahrung. Besonders

[1] J. HARTMANN, A. N. 155, S. 104 (1901). [2] Lick Bull. 12, S. 139 (1926).
[3] A. N. 169, S. 245 (1905).

unübersichtlich gestalten sich die Verhältnisse für die Sterne, die neben Linien auch noch Banden besitzen.

S. ALBRECHT[1] hat sich in mehreren Arbeiten eingehend mit der Änderung der Wellenlänge in Abhängigkeit vom Spektraltypus beschäftigt, und wenn auch seine Untersuchungen noch nicht abgeschlossen sind, hat er doch bereits reiches und wertvolles Material über diese Frage beigebracht. Als Beispiele seien nach S. ALBRECHT folgende Sternlinien angeführt, die eine solche systematische Verschiebung in Abhängigkeit vom Spektraltypus zeigen:

λ P. T.	Element	Intensität Sonne	Intensität Sonnenflecke	ΔRG	Spektraltypus
4258,219	Fe+Zr+	1N	—	− 3,6 km	F
4258,477	Fe	2	3—4	+ 4,1	K
				+ 5,0	Mb
4352,908	Fe	4	} 7—8	− 1,0 km	F8G
4353,044	V	0		+ 0,8	G—G5
				+ 2,2	K
				+ 3,0	K2—K5
				+ 4,7	Mb
4416,636	V	0	2—3	+ 0,6 km	F
4416,985	Fe+	2	1—2	+ 1,3	K
				−16,3	Mb
4390,149	V	2	5	− 3,2 km	G
				− 2,7	K
				− 0,4	K5
				+ 1,3	Mb
4468,663	Ti+	5	3	− 2,1 km	F
				− 1,0	F8
				− 0,9	G
				+ 0,2	G5
				+ 1,3	K
				+ 4,3	K5
				+ 4,7	Mb

Es ist aus den drei ersten Beispielen deutlich zu sehen, daß die Wellenlänge der Gruppe dadurch eine Verschiebung entsprechend dem Spektraltypus erleidet, daß eine Einzellinie oder aber beide ihre Intensität ändern, daß also eine Mittelbildung für die Wellenlänge der Gruppe unter Annahme der Intensitäten der P. T. als Gewichte nicht erlaubt ist für Sterne aller Spektraltypen. Dasselbe scheint auch für die Linie 4468,663 zu gelten. Neben ihr liegt nämlich, um 0,25 Å nach längeren Wellen zu, eine in der Sonne schwache Vanadiumlinie. Diese ist in den Sonnenflecken stärker als in der Sonne selbst, nimmt also an Intensität zu bei den späteren Typen, während die Linie des Ti+ in den Sonnenflecken schwächer als in der Sonne selbst ist, bei späteren Typen somit wahrscheinlich noch weiter an Intensität verliert. Aus der Intensitätsvariation dieser beiden Linien läßt sich daher der Gang ΔRG in den Radialgeschwindigkeiten zwanglos erklären. Dieser Fall zeigt besonders deutlich, wie vorsichtig bei der Identifizierung vorzugehen ist. Unklar liegen die Verhältnisse bei der Linie 4390,149. Hier scheint eine Erklärung der Wellenlängenänderung durch benachbarte Linien nicht möglich zu sein. Die Linie gehört zu den stärksten Linien des Vanadiums, ihre Intensität ist in den Sonnenflecken erheblich größer als in der Sonne selbst.

[1] Boletin Cordoba Obs. Nr. 1, Lick Bull. 4, S. 90 (1906), Ap J 24, S. 333 (1906), 40, S. 277 (1918). Man vgl. auch hierzu noch J. VOÛTE, On Changes of the Wave-lengths of Certain Lines in Stellar Spectra Depending upon the Type. Ap J 47, S. 137 (1918), S. TH. JACOBSEN, Lick Bull. 12, S. 139 (1926).

Im Funken ist diese Linie nach EXNER und HASCHECK umgekehrt Es ist möglich, daß die Wellenlangenanderung durch eine Anderung des Aussehens der Vanadiumlinie erzeugt wird

Die Aufgabe der Linienidentifizierung in den Fallen, in welchen eng benachbarte Linien zu einer Gruppe (blend) in den Spektren zusammenwachsen, welche mit einem der ublichen Sternspektrographen erhalten werden, wird erst dann restlos gelost werden konnen, wenn die Spektra der hellsten Sterne der verschiedenen Typen mit einem Spektrographen aufgenommen worden sind, dessen Dispersion mit der der P T vergleichbar ist, eine Arbeit, die auf dem Mt Wilson Observatory mit Erfolg begonnen wurde Bis diese Untersuchung beendet ist, sind die Identifizierungen mit Hilfe der R P T vorzunehmen, die vollkommener als die P T ist, außerdem sind die Resultate der Untersuchungen von S ALBRECHT zu verwenden Auch die neueren spektroskopischen Arbeiten, speziell die uber die Serien in den Spektren der Elemente sowie die Ionisationstheorie konnen vielfach Hinweise geben, wie eine Identifizierung moglich und vorzunehmen ist

Hat man zahlreiche Spektrogramme entweder eines einzelnen Sternes oder von mehreren Sternen desselben Typus, so kann man empirisch eine Korrektion fur die fur eine Liniengruppe angenommene Wellenlange herleiten, indem man die Radialgeschwindigkeiten, die die betreffende Gruppe gibt, mit der Radialgeschwindigkeit der Plattenmittel vergleicht Stimmen beide innerhalb der erreichbaren Genauigkeit uberein, so ist das ein Zeichen dafur, daß die Wellenlange der Gruppe richtig angenommen worden ist Man verfahrt also fur eine Liniengruppe in gleicher Weise wie fur eine einzelne Linie, wie bereits oben auseinandergesetzt wurde

Primare Standards		Sekundare Standards	
λ	Atom	λ	Atom
3933,664	Ca II	4009,27	He I
64,727	He I	4153,304	O II
68,465	Ca II	68,97	He I
70,075	H	4351,270	O II
94,996	N II	79,100	N III
4026,189	He I	4510,906	N III
69,794 [1]	O II	14,861	N III
72,162	O II	23,59	N III
75,868	O II	4634,145	N III
88,863	Si IV	38,857	O II
97,330	N III	40,632	N III
4101,738	H	41,873	N III
03,394	N III	49,141	O II
16,104	Si IV	50,844	O II
19,221	O II	51,46	C III
20,812	He I		
28,053	Si II		
30,884	Si II		
43,759	He I		
4267,16 [2]	C II		
4317,144	O II		
19,635	O II		
40,466	H		
49,428	O II		
87,928	He I		
4414,904	O II		
16,975	O II		
37,549	He I		
71,477	He I		
81,228 [3]	Mg II		
4541,61	He II		
52,654	Si III		
67,872	Si III		
74,777	Si III		
90,974	O II		
96,178	O II		
4685,74	He II		
4713,143	He I		
4861,327	H		
4921,929	He I		

67 Wellenlangen fur die Linien der O- und B-Sterne Besondere Schwierigkeiten bietet die Identifizierung der Spektrallinien bei den Sternen der Spektralklassen O und B, da das Sonnenspektrum, das man meist zur Identifizierung benutzt, die Linien dieser Sterne nicht enthalt Man ist gezwungen, die Wellenlangen dieser Linien Laboratoriumsmessungen zu entnehmen, welche aber in sehr zahlreichen Einzelveroffentlichungen zerstreut sind und daher mit Muhe zusammengesucht werden mussen Auf Wunsch der Internationalen Astronomischen Union hat I A PEARCE auf sehr sorgfaltigem Wege eine Liste der hauptsachlich vorkommenden Linien der O- und B-Sterne zusammengestellt, welche in den Transactions der I A U 4, S 187, veroffentlicht ist und ihrer großen Zweckmaßigkeit wegen nebenstehend abgedruckt wird

[1] blend 4069,636 (4) + 4069,899 (6) O II [2] blend 4267,27 (10) + 4267,02 (8) C II
[3] blend 4481,327 (1) + 4481,129 (1) Mg II

Es ist zu dieser Tabelle zu bemerken, daß die Wellenlangen der Stern- und Vergleichslinien auf Laboratoriumsmessungen basiert sind, die Radialgeschwindigkeiten also nicht homogen sein konnen mit denen, die auf die Linien des Sonnenspektrums bezogen sind Zwischen den Wellenlangen der Revised ROWLAND Table und den Laboratoriumsmessungen besteht eine Differenz von etwa $+0,5$ km/sec Eine Liste der Linien der A-Sterne, die von W E HARPER zusammengestellt ist, findet sich in den Transactions 4, S 188 Sie enthalt die Wellenlangen derjenigen Sternlinien, die auf dem Victoria-Observatorium zur Bestimmung der Radialgeschwindigkeiten der A-Sterne verwendet werden Man vergleiche hierzu auch die Tafel von R K YOUNG, die sich in den Publ Dom Astrophys Obs Victoria 2, S 7f (1921) befindet und als Grundlage fur die Tabelle von HARPER gedient hat

68 Systematische Unterschiede der auf verschiedenen Observatorien bestimmten Radialgeschwindigkeiten Der „General Catalogue" von J. H. MOORE Als man die Radialgeschwindigkeiten verglich, die auf verschiedenen Observatorien erhalten worden waren, bemerkte man schon sehr bald, daß zwischen den Werten der einzelnen Observatorien nicht nur zufallige, sondern systematisch verlaufende Differenzen existierten, die nicht selten bis zu einigen Kilometern betrugen Eine Ableitung des systematischen Unterschiedes war aber damals nicht moglich, da nur wenige Observatorien sich uberhaupt mit der Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten beschaftigten und daher nur fur ganz wenige Sterne Werte von auch nur zwei Observatorien zur Verfugung standen E B FROST[1] schlug daher 1902 vor, jedes Jahr eine Anzahl Sterne auf allen diesen Observatorien zu beobachten, diese Sterne gewissermaßen als Standardsterne anzusehen und sie zu benutzen, um das System der Radialgeschwindigkeiten des einen Observatoriums auf das System des anderen zu reduzieren Dieser Vorschlag erhielt die Zustimmung von allen maßgebenden Personlichkeiten (BELOPOLSKY, CAMPBELL, DESLANDRES, GILL, Lord, NEWALL, VOGEL), und in der Tat sind auch solche Beobachtungen angestellt und zum Teil veroffentlicht worden, beispielsweise von FROST und ADAMS[2], BELOPOLSKY[3], SLIPHER[4] usw Zweifellos war dieser Plan sehr gut, aber er war, wie sich dann herausstellte, nicht weitgehend genug, denn LUDENDORFF[5] zeigte 1914, daß die systematischen Fehler der Radialgeschwindigkeiten vom Spektraltypus abhangig sind, und das ist durch spatere, mit sehr gutem, großem Material durchgefuhrte Untersuchungen durch J H MOORE bestatigt worden[6] Die ausfuhrlichsten und zur Zeit besten Tabellen der systematischen Unterschiede der Radialgeschwindig-

	Oe5—B5		B8—A3	
	Δv	n	Δv	n
Lick — Victoria	+0,06 km	57	+0,95 km	33
Lick — Mt Wilson	+0,22	39	−0,10	75
Lick — Yerkes	−0,29	122	−0,95	238
Lick — Michigan	−0,5	8	+0,5	8
Lick — Ottawa	+0,2	7	+1,00	15
Lick — Ottawa (1920 bis 1922)	+9,3	28	+9,2	3
Lick — Allegheny	—	—	0,0	4
Lick — Wien	—	—	−1,5	11
Victoria — Mt Wilson	−0,12	53	−0,7	9
Victoria — Yerkes	−0,32	58	−2,00	43
Mt Wilson — Yerkes	−0,66	30	−0,96	76
Yerkes — Ottawa	—	—	+1,6	16
Mt Wilson — Ottawa	—	—	+1,5	10

[1] Ap J 16, S 169 (1902) [2] Ap J 18, S 237 (1903) [3] Ap J 19, S 85 (1904)
[4] Ap J 22, S 318 (1905) [5] A N 197, S 1 (1914)
[6] Publ Lick Obs 16, S XXXI (1928)

	A5—F4		F5—G4		G5—K4		K5—M	
	Δv	n	Δv	n	Δv	n	Δv	n
Lick — Victoria	+1,01 km	17	+1,30 km	26	+0,34 km	65	+1,00 km	21
Lick — Mt Wilson	−0,19	33	+0,33	69	−0,45	184	−0,76	84
Lick — Cape	+0,54	29	+0,92	60	−0,15	275	+0,08	91
Lick — Bonn	−0,8	1	−0,20	49	−1,64	140	−2,71	27
Lick — Yerkes	−0,04	37	+0,04	7	−0,23	10	−2,10	3
Lick — Ottawa	+3,6	1	−0,5	2	0,0	7	−3,2	1
Lick — Ottawa (1920 bis 1922)	+9,6	3	+11,6	1	—	—	—	—
Lick — Michigan	—	—	+3,4	4	+1,57	9	+1,0	4
Lick — Allegheny	+3,1	4	—	—	—	—	+4,8	1
Lick — Potsdam	0,0	1	+1,4	3	−1,0	7	—	—
Lick — Pulkowa	+0,6	2	+2,4	2	−0,1	9	—	—
Lick — Paris	+0,6	2	+2,2	2	−0,3	6	+1,2	2
Lick — Cambridge	—	—	0,0	2	+1,80	8	+5,7	1
Lick — Columbus	—	—	−2,16	7	−2,14	16	−1,0	1
Lick — Lowell	—	—	−0,2	2	−0,6	7	—	—
Lick — Wien	+2,6	3	+2,1	3	−9,0	2	−5,3	1
Victoria — Mt Wilson	−1,19	23	−0,69	63	−0,73	127	−1,80	34

keitsbeobachtungen verschiedener Observatorien sind in den Publikationen des Lick-Observatoriums[1] enthalten, und sie werden hier reproduziert

Mit Hilfe dieser Tabellen konnen die verschiedenen Beobachtungen von Radialgeschwindigkeiten auf ein einheitliches System reduziert werden, wie das notig ist, wenn man die Geschwindigkeiten fur stellarstatistische Untersuchungen oder fur Bahnbestimmungen spektroskopischer Doppelsterne braucht Es ist naturlich zu beachten, daß die in den Tabellen angegebenen Differenzen statistische Mittel sind, also fur den einzelnen Stern nicht immer in aller Strenge gultig zu sein brauchen J H MOORE[2] hat bei der Bearbeitung seines „General Catalogue of the Radial Velocities of Stars, Nebulae, and Clusters" mit Hilfe dieser Tabellen systematische Korrektionen fur die Werte der verschiedenen Observatorien abgeleitet und so das ganze Material vereinheitlicht Vorstehende Tabelle enthalt die von MOORE benutzten Korrektionen, in Kilometern ausgedruckt

	A	F	G	K	M
Victoria	+1,0	+1,0	+1,0	+0,3	+1,0
Mt Wilson	0,0	0,0	+0,3	−0,5	−0,8
Cape	—	+0,5	+0,9	−0,2	0,0
Bonn	—	—	−0,2	−1,6	−2,7
Yerkes	−1,0	0,0	−0,5	−0,5	−0,5
Ottawa	+1,0	—	—	—	—
Ottawa (1920 bis 1922)	+9,4	+9,4	+9,4	+9,4	+9,4
Michigan	0,0	+1,8	+1,8	+1,8	+1,8
Cambridge	—	—	+1,8	+1,8	+1,8
Columbus	—	—	−2,0	−2,0	−2,0

Da J H MOOREs G C fur lange Zeit der Fundamentalkatalog fur Radialgeschwindigkeiten sein wird, sei hier noch nebenbei erwahnt, daß er 6980 Objekte umfaßt, sehr sorgfaltig und zweckmaßig zusammengestellt ist und wohl das gesamte zur Zeit vorhandene Material enthalt, so daß alle fruheren Kataloge entbehrlich werden Die 6980 Objekte verteilen sich folgendermaßen auf die verschiedenen Spektralklassen

O Sterne	63
B „	1079
A „	1376
F „	548
G „	870
K „	1997
M „	727
N „	25
R „	36
S „	1
Pec „	17
Gasnebel	133
Kugelhaufen	18
Extragalaktische Nebel	90
Summa	6980

[1] Publ Lick Obs 18, S XIf (1932)

[2] Publ Lick Obs 18 (1932)

Es wird immer nötig sein, daß ein jeder Beobachter seine Messungen auf das Vorhandensein systematischer Fehler, wie sie in den vorhergehenden Ziffern besprochen sind, selbst und möglichst scharf nach den dort angegebenen Verfahren prüft. Sehr beachtenswert sind die Ausführungen, welche in der Einleitung zum Bd 16 der Publ Lick Obs auf S XIff enthalten sind

1 Es sind Spektrogramme von Sonne, Venus, Mars, Mond aufzunehmen und die aus ihnen sich ergebenden Radialgeschwindigkeiten mit den theoretisch bekannten zu vergleichen. Falls man sicher ist, daß instrumentelle Fehler nicht vorhanden sind, ist aus einer großen Anzahl derartiger Aufnahmen ein Wert für den systematischen Fehler des betreffenden Beobachters zu bestimmen und so an die Messungen anzubringen, daß er jederzeit wieder entfernt werden kann, wenn sich dies später einmal als wünschenswert herausstellt

2 Es sind die Radialgeschwindigkeiten einer kleinen Anzahl von Sternen aller Spektralklassen (mit Ausnahme von G0) zu bestimmen. Diese Sterne sollen hell sein, gut meßbare Linien haben und eine konstante Radialgeschwindigkeit besitzen. Von jedem Stern ist unter günstigsten Beobachtungsbedingungen eine größere Anzahl von Aufnahmen zu machen. Diese Sterne sind demnach als Standardsterne nach dem Plane von FROST anzusehen (s die nächste Ziffer)

3 Sollen neben Spektrographen großer Dispersion auch solche mit geringer benutzt werden, so ist mit letzteren eine Anzahl derselben Standardsterne wie unter 2 aufzunehmen und zu prüfen, ob zwischen beiden Instrumenten systematische Fehler in den Beträgen der Radialgeschwindigkeiten vorhanden sind, und zwar sind in beiden Spektren einmal dieselben Sternlinien zu messen und dann diejenigen, welche sich zur Messung bei kleiner Dispersion besonders eignen. Wahrscheinlich ist nämlich vielfach ein systematischer Unterschied in den Radialgeschwindigkeiten vorhanden, der von der Auswahl der Linien abhängt

Die Bestimmung der systematischen Fehler eines Radialgeschwindigkeitskataloges kann übrigens zur Zeit nur als eine provisorische Arbeit angesehen werden, die es ermöglicht, Beobachtungen verschiedener Observatorien aufeinander zu reduzieren. Die wahren systematischen Fehler der Radialgeschwindigkeiten und damit diese selbst werden erst dann einmal gefunden werden können, wenn man genauer weiß, wie sich die Spektrallinien der verschiedenen Elemente, besonders die verschiedenen Linienserien in den Atmosphären der Sterne verhalten und wenn bisher noch ungeklärte Erscheinungen und Effekte (z B der K-Effekt) ihre Deutung gefunden haben

69 Verzeichnis von Fundamentalsternen für die Radialgeschwindigkeitsbestimmung Die Internationale Astronomische Union (I A U) hat das Bedürfnis eines Verzeichnisses von Fundamentalsternen für Radialgeschwindigkeitsmessungen anerkannt. In ihren Transactions 3, S 171, ist eine Liste heller Sterne der verschiedenen Spektraltypen gegeben, sie sei hier abgedruckt

Stern	AR	Dekl	m	Spektrum	RG
α Cassiopeiae	$0^h\ 34^m,8$	+55° 59′	2,47	K0	− 3,4 km
β Ceti	0 38 ,6	−18 32	2,24	K0	+13,1
α Arietis	2 1 ,5	+22 59	2,23	K2	−14,1
α Ceti	2 57 ,1	+ 3 42	2,82	Ma	−25,4
α Persei	3 17 ,2	+49 30	1,90	F5	− 2,5
α Tauri	4 30 ,3	+16 18	1,06	K5	+54,4
β Leporis	5 24 ,0	−20 50	2,96	G0	−13,7
α Leporis	5 28 ,3	−17 54	2,69	F0	+24,4
α Carinae	6 21 ,7	−52 38	−0,86	F0	+20,2
β Geminorum	7 39 ,2	+28 16	1,21	K0	+ 3,6
α Hydrae	9 22 ,7	− 8 14	2,16	K2	− 4,2
ε Leonis	9 40 ,2	+24 14	3,12	G0p	+ 5,0

Stern	*AR*	Dekl	m	Spektrum	*RG*
η Leonis	$10^h\ 1^m,9$	$+17°\ 15'$	3,58	A0p	+ 2,4 km
β Virginis	11 45 ,5	+ 2 20	3,80	F8	+ 4,7
γ Crucis	12 25 ,6	−56 33	1,61	Mb	+21,3
β Corvi	12 29 ,1	−22 51	2,84	G5	− 7,5
α Bootis	14 11 ,1	+19 42	0,24	K0	− 5,1
δ Ophiuchi	16 9 ,1	− 3 26	3,03	Ma	−19,3
α Triang. austr.	16 38 ,1	−68 51	1,88	K2	− 3,6
α Herculis	17 10 ,1	+14 30	3,48	Mb	−32,0
δ Sagittarii	18 14 ,6	−29 52	2,84	K0	−19,9
α Lyrae	18 33 ,6	+38 41	0,14	A0	−13,2
γ Aquilae	19 41 ,5	+10 22	2,80	K2	− 1,9
β Aquarii	21 26 ,3	− 6 1	3,07	G0	+ 6,1
ε Pegasi	21 39 ,3	+ 9 25	2,54	K0	+ 5,4
ι Piscium	23 34 ,8	+ 5 5	4,28	F8	+ 4,8

Es hat sich aber als notwendig erwiesen, auch für schwache Sterne eine solche Liste aufzustellen (Transactions 4, S. 181), die in folgender Tabelle wiedergegeben ist.

Stern	*AR*	Dekl	m	Spektrum	*RG*
Lal 1045	$0^h\ 37^m$	$+39°\ 47'$	7,5	K5	− 62 km
Lal 1966	1 5	+61 9	7,9	F3s	−325
Groom 864	4 36	+41 59	7,3	G1	+105
Lal 15565	7 56	+29 27	6,9	G7	+ 14
Lal 21185	10 59	+36 28	7,6	M2	− 87
Groom 1830	11 49	+38 15	6,5	G8	− 98
Cinn 1695	13 9	+17 55	7,8	F9s	+ 49
Groom 2305	16 2	+39 21	6,8	G8	− 60
Groom 2875	19 30	+58 26	6,7	K5	+ 12
Lal 43876	22 25	+16 53	7,5	G9	− 40
Fed 4371	23 2	+68 0	7,5	G2	− 21

Als Ergänzung ist noch eine Liste von O- und B-Sternen nach Beobachtungen von PLASKETT und PEARCE angefügt (Transactions 4, S. 181).

O- und B-Sterne.

Stern	*AR*	Dekl	m	Spektrum	*RG*
H D 886	$0^h\ 8^m,1$	$+14°\ 38'$	2,87	B2ss	+ 5,0 km
H D 3360	0 31 ,4	+53 21	3,72	B2sk	+ 2,1
H D 34078	5 9 ,7	+34 12	5,81	O9ssk	+59,3
H D 36591	5 27 ,7	− 1 40	5,30	B2sk	+34,3
H D 37128	5 31 ,1	− 1 16	1,75	B0k	+25,8
H D 160762	17 36 ,6	+46 4	3,79	B3s	−18,0
H D 166182	18 4 ,4	+20 48	4,43	B2sk	−13,0

m. Reduktion der Radialgeschwindigkeiten auf die Sonne.

70. Einleitung. Die Radialgeschwindigkeit, die unmittelbar aus der Messung eines Sternspektrums erhalten wird, stellt die Radialgeschwindigkeit des Sterns gegen den Beobachter dar, sie ist also das Resultat der Bewegung des Sterns und des Beobachters, der selbst in Bewegung begriffen ist, da er ja an der Bewegung der Erde (Revolution und Rotation) teilnimmt. Es muß die aus dem Spektrogramm folgende Radialgeschwindigkeit veränderlich sein, selbst wenn ein Stern mit konstanter Geschwindigkeit beobachtet wurde, und zwar um den Betrag, um welchen sich die Radialgeschwindigkeit des Beobachters ändert. Man hat daher von Anfang an die Radialgeschwindigkeiten der Sterne nicht

auf den Ort des Beobachters, sondern auf die Sonne bezogen[1] Um diese Reduktion der Radialgeschwindigkeit auf die Sonne vorzunehmen, ist die Radialgeschwindigkeit des Beobachters aus den bekannten Elementen der Erdbahn und der Erdrotation zu berechnen

71 Jahrliche Bewegung der Erde Die Berechnung der Radialgeschwindigkeit der Erde infolge ihrer Bahnbewegung um die Sonne kann auf zweierlei Weise ausgefuhrt werden, je nachdem man von den elliptischen Bahnelementen der Erde ausgeht, also die Storungen der Erdbewegung durch Mond und Planeten vernachlassigt, oder aber die in den Ephemeriden gegebenen rechtwinkligen Koordinaten X, Y, Z der Sonne benutzt und so die Storungen berucksichtigt Es seien

λ, β die mittlere Lange und Breite des beobachteten Sternes, ⎫ mittl Aqui-
$\odot$ die mittlere Lange der Sonne zur Zeit der Beobachtung, ⎬ noktium des
Π die Lange der Sonne im Perigaum ($\Pi = 281°$), ⎭ Jahresanfanges

A der Aquatorealhalbmesser der Erde, in km ausgedruckt, nach Bessel 6377,397 km [3,80464],

a die Halbachse der Erdbahn, $a = \frac{A}{p \sin 1''} = 149480000$ km [8,17458],

p die Sonnenparallaxe (8'',80),

e (bzw $\sin\varphi$) die Erdbahnexzentrizitat (0,01675),

T die Lange des siderischen Jahres, ausgedruckt in Sekunden mittlerer Zeit, 31558150 [7,49911],

$90° - i$ der Winkel zwischen der Richtung, nach der die Erde sich bewegt, und dem Radiusvektor der Erdbahn,

v die mittlere Geschwindigkeit der Erde, ausgedruckt in km, $v = \frac{a}{\sqrt{1-e^2}} \frac{2\pi}{T} = 29{,}765$ km [1,47371],

v_1 die Radialgeschwindigkeit der Erde zur Zeit der Beobachtung,

x_E die gesuchte Reduktion auf die Sonne, d h die Projektion von v_1 auf die Gesichtslinie

Dann ist[2]

$$\operatorname{tg} i = \frac{e \sin(\odot - \Pi)}{1 + e\cos(\odot - \Pi)}, \quad (1) \qquad v_1 = \frac{a}{\sqrt{1-e^2}} \frac{2\pi}{T} [1 + e\cos(\odot - \Pi)] \sec i, \quad (2)$$

$$\left.\begin{aligned} x_E &= -\frac{a}{\sqrt{1-e^2}} \frac{2\pi}{T} [1 + e\cos(\odot - \Pi)] \sin(\lambda - \odot + i) \cos\beta \sec i \\ &= v\cos\beta \sin(\odot - \lambda) + ve\cos\beta \sin(\Pi - \lambda) \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Setzt man noch

$$\left.\begin{aligned} b &= v\cos\beta, \qquad c = ve\cos\beta\sin(\Pi - \lambda), \\ x_E &= b\sin(\odot - \lambda) + c \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

so ist

Da weder b noch c die Sonnenlange $\odot$ enthalten, sind sie fur lange Zeiten fur einen jeden Stern als Konstanten zu betrachten Es andert sich namlich β nicht mehr als um 49'' im Jahrhundert, $\Pi - \lambda$ um 20' Es konnen daher fur jeden Stern b und c fur ein Jahrhundert tabuliert werden, ohne daß ein Fehler in x_E im Betrag von 0,01 km pro sec entsteht Solche Tafeln sind z B von F Schlesinger fur die helleren Sterne der Nordhalbkugel berechnet worden[3] Eine

---

[1] H C Vogel, Potsdam Publ 7, S 92 (1892), W W Campbell, Astronomy and Astrophysics 11, S 319 (1892), Stellar Motions, S 64 1913, Scheiner-Frost, Treatise on Astronomical Spectroscopy, S 338 1894, F Schlesinger, Ap J 10, S 1 (1899), Fr W Küstner, A N 169, S 254 (1905)

[2] Eine Ableitung dieser Formeln findet sich in Chauvenet, Manual of Spherical and Practical Astronomy 1, S 635

[3] Ap J 10, S 1 (1899)

Tafel fur die ι und v_1 hat CAMPBELL[1] gegeben mit der Sonnenlange $\odot$ als Argument, dessen Wert fur die Zeit der Beobachtung aus den Ephemeriden zu entnehmen ist

Soll die Berechnung ekliptikaler Koordinaten des Sternes vermieden werden, so ist folgender Weg einzuschlagen[2] Es seien

α, δ die Aquatorealkoordinaten eines Sterns,

A, D die Aquatorealkoordinaten des Punktes der Ekliptik, nach welchem sich die Erde mit einer Geschwindigkeit v_1 zur Zeit der Beobachtung bewegt (Zielpunkt oder Apex der Erdbewegung),

dann ist die Reduktion auf die Sonne $v_1 \cos\psi$, wenn ψ der Winkel zwischen den Richtungen nach dem Stern und dem Zielpunkt der Erdbewegung bedeutet oder

$$x_E = v_1[\sin D \sin\delta + \cos D \cos(\alpha - A)\cos\delta] \tag{5}$$

Ist ε die Schiefe der Ekliptik, so berechnet sich A aus

$$\operatorname{tg} A = \cos\varepsilon \operatorname{cotg}(\odot - \iota) \tag{6}$$

v_1 und ι konnen den obenerwahnten Tafeln von CAMPBELL entnommen werden Der Wert von D folgt aus

$$\operatorname{tg} D = \sin A \operatorname{tg}\varepsilon \tag{7}$$

Man berechnet also zunachst A und D mittels (6) und (7) und erhalt dann die Reduktion x_E auf die Sonne aus (5)

Zur naherungsweisen Berechnung der Reduktion auf die Sonne haben H K PALMER[3] und J HARTMANN[4] Vorschriften angegeben; graphische Verfahren F HENROTEAU[5] und G VAN BIESBROECK[2]

Eine zweite Art der Berechnung laßt sich, wie oben erwahnt, mit Hilfe der in den Ephemeriden von 12 zu 12 Stunden gegebenen aquatorealen rechtwinkligen Koordinaten der Sonne durchfuhren[6] Es seien dX, dY, dZ die aquatorealen Komponenten der Erdgeschwindigkeit, bezogen auf den Sonnenmittelpunkt, und zwar dX die Komponente der Erdbewegung in der Richtung parallel zur Linie der Aquinoktien, dY die Komponente senkrecht zu dX und parallel zur Ebene des Aquators, dZ die Komponente senkrecht zur Ebene des Aquators

In den Ephemeriden sind die Werte der aquatorealen rechtwinkligen Koordinaten der Sonne von 12 zu 12 Stunden gegeben, im Berliner Jahrbuch von 1896 an die Differenzen $\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$ dieser Koordinaten fur die Stunden 6^h und 18^h Berliner mittlerer Sonnenzeit eines jeden Tages Es ist klar, daß diese Differenzen als die Geschwindigkeitskomponenten im oben definierten Sinne betrachtet werden konnen, die Zeiteinheit sind 12 Stunden, die Langeneinheit ist der mittlere Radiusvektor der Erdbahn (Eine Reduktion dieser Differenzen $\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$ auf die Differentialquotienten dX, dY, dZ ist bei dem 12stundigen Intervall namlich stets Null) Die Korrektion x_E ergibt sich dann, wenn α, δ die Rektaszension und die Deklination des Sternes fur dasselbe mittlere Aquinoktium sind, zu

$$x_E = -[\Delta X \cos\delta \cos\alpha + \Delta Y \cos\delta \sin\alpha + \Delta Z \sin\delta]K, \tag{8}$$

die zu den beobachteten Radialgeschwindigkeiten hinzuzufugen ist Der Faktor K stellt den Ubergang auf Kilometer und Zeitsekunden dar

$$K = \frac{a}{43200}, \qquad \log K = [3{,}53910]$$

(Sind die Differenzen $\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$ in Einheiten der 7 Dezimale angegeben, so ist $\log K = [6{,}53910 - 10]$) Zur Berechnung von K ist $p = 8'',80$ und der

[1] Stellar Motions, S 68
[2] G VAN BIESBROECK, Ap J 64, S 258 (1926)
[3] Lick Bull 4, S 70 (1906)
[4] A N 173, S 97 (1906)
[5] Pop Astr 33, S 248 (1925)
[6] F SCHLESINGER, Ap J 9, S 159 (1899), FR W KUSTNER, A N 169, S 256 (1905)

Äquatorealhalbmesser der Erde nach BESSEL benutzt Das negative Vorzeichen in (8) ist infolge des Überganges von der Sonnen- auf die Erdkoordinaten hinzugekommen Zur Erleichterung der Interpolation von $\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$ hat SCHLESINGER eine Hilfstafel gegeben[1] Wie schon erwähnt, sind bei dieser Art der Berechnung die Störungen, die die Erde durch den Mond und die Planeten erleidet, berücksichtigt

72 Monatliche Bewegung der Erde Die Korrektion wegen der monatlichen Geschwindigkeit der Erde (Bewegung des Schwerpunktes Erde—Mond), ist stets gering, infolgedessen können bei Berechnung derselben die geringe Neigung gegen die Ekliptik und die Exzentrizität der Mondbahn unberücksichtigt bleiben Die Korrektion ergibt sich zu

$$x_{☾} = -v_{☾} \cos\beta \sin(☾ - \lambda), \qquad (9)$$

wo $v_{☾}$ die Geschwindigkeit in km pro sek ist, welche die Erde durch ihre Bewegung um den Schwerpunkt Erde—Mond besitzt, und ☾ die Länge des Mondes zur Zeit der Beobachtung

Die Konstante $v_{☾}$ berechnet sich folgendermaßen Die Masse des Mondes ist $\frac{1}{81,70}$, die mittlere Entfernung des Mondes ist $60{,}27\,A$, die Länge des siderischen Monats in Sterntagen ist 27,3965 Daraus folgt

$$v_{☾} = \frac{60{,}27}{82{,}70}\,\frac{v_d}{27{,}3965} = 0{,}0124\ \text{km}\ [8{,}0924] \qquad (10)$$

v_d ist die Konstante der täglichen Geschwindigkeit $v_d = \frac{2\pi A}{86164{,}1}$ (86164,1 ist die Länge des Sterntages in mittleren Sekunden) Die Korrektion $x_{☾}$ ist nur an Messungen sehr hoher Genauigkeit anzubringen, da ihr maximaler Wert $\pm 0{,}0124$ km/sec beträgt

73 Tägliche Bewegung der Erde. Die Korrektion wegen der täglichen Bewegung der Erde ist

$$x_d = -v_d\,\varrho \cos\varphi' \sin t \cos\delta, \qquad (11)$$

wenn ϱ und φ' der Radiusvektor und die geozentrische Breite des Beobachtungsortes, t und δ Stundenwinkel und Deklination des Sterns sind Für

$$v_d = \frac{2\pi A}{86164{,}1} \qquad \text{ergibt sich} \qquad v_d = 0{,}465\ \text{km}\ [9{,}6675]. \qquad (12)$$

Die Korrektion x_d ist negativ, wenn der Stern westlich vom Meridian, positiv, wenn er östlich vom Meridian beobachtet wurde Sie läßt sich für ein jedes Observatorium tabulieren mit dem Stundenwinkel t als Argument und der Deklination δ als zweitem Argument W W CAMPBELL[2] gab eine solche Tafel für das Lick-Observatorium, und sie kann leicht durch Multiplikation mit $\frac{\cos\varphi'}{\cos \text{Breite des Lick Obs}}$ für die Breite φ umgerechnet werden

74 Bewegung der Erde durch planetare Störungen Die planetaren Störungen der Erdgeschwindigkeit werden, wie bereits oben erwähnt, streng berücksichtigt, wenn man die Korrektion für die jährliche Geschwindigkeit der Erde mit Hilfe der Differenzen $\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$ berechnet Der Betrag ist stets sehr klein und dürfte kaum 0,01 km erreichen

75 Reduktion der Radialgeschwindigkeit auf den Schwerpunkt des Sonnensystems[3] Bisher ist die Bewegung der Erde in bezug auf den Mittelpunkt der Sonne betrachtet worden KÜSTNER hat nun darauf aufmerksam gemacht, daß in Strenge die Beobachtungen auf den Schwerpunkt des Sonnensystems zu reduzieren sind, und er hat gezeigt, daß bei Reduktion von Beobachtungen

[1] Ap J 9, S 160 (1899) [2] Stellar Motions, S 69 [3] A N 169, S 257 (1905)

sehr großer Genauigkeit, wie z B bei der Bestimmung der Sonnenparallaxe, die Radialgeschwindigkeiten auf den Schwerpunkt des Sonnensystems bezogen werden mussen In Betracht kommen nur Jupiter und Saturn, da der Einfluß dieser Planeten auf die Lage des Schwerpunktes des Sonnensystems an sich gering ist, konnen die Einwirkungen der einzelnen Planeten getrennt behandelt und außerdem die kleinen Neigungen und Exzentrizitaten der Planetenbahnen vernachlassigt werden Die linearen Geschwindigkeiten der Planeten sind dann umgekehrt proportional den Quadratwurzeln aus den großen Halbachsen (a_p), und es ist ferner, um die entsprechende Geschwindigkeit der Sonne zu erhalten, der Divisor $M + 1$ hinzuzufugen, wenn M die Sonnenmasse in Einheiten der Masse der Planeten ist Es wird somit die an die beobachtete Radialgeschwindigkeit anzubringende Korrektion

$$x_p = \frac{v}{(M+1)\sqrt{a_p}} \cos\beta \sin(l - \lambda)\,, \tag{13}$$

wenn l die heliozentrische Lange des Planeten ist KUSTNER berechnet fur

$$M_{♄} = 3501{,}6$$

und

$$M_{♃} = 1047{,}4\,,$$

die Korrektionen

$$x_{♄} = 0{,}0027 \text{ km}$$

$$x_{♃} = 0{,}0124 \text{ ,, },$$

so daß die vereinte Wirkung dieser beiden Planeten im Maximum auf 0,015 km anwachsen kann, ein Betrag, der bei genauen Messungen in der Tat nicht vernachlassigt werden darf

76 Berechnung der Radialgeschwindigkeit eines Planeten gegen die Erde. Ein sehr geeignetes Mittel, die Spektrographen in bezug auf die Genauigkeit der mit ihnen erhaltenen Radialgeschwindigkeiten zu prufen, ist die Bestimmung der Radialgeschwindigkeit eines Planeten Der aus den Messungen erhaltene Wert muß mit dem aus den astronomischen Tafeln berechneten ubereinstimmen Fur diese Berechnung ist folgendes zu beachten[1] Das Licht eines Planeten ist kein Eigenlicht, sondern reflektiertes Sonnenlicht Ist nun die Planetenbahn nicht rein kreisformig, so erleidet das Planetenlicht bereits einen DOPPLER-Effekt, da der Planet wahrend seines Umlaufes um die Sonne sich dieser bald nahert, bald wieder entfernt Wird er von der Erde aus spektrographisch beobachtet, so kommt der DOPPLER-Effekt noch hinzu, der durch die Distanzanderung zwischen Erde und Planet entsteht Man hat also einmal die Radialgeschwindigkeit des Planeten gegen die Sonne und dann die des Planeten gegen die Erde zu berechnen Die Summe dieser beiden DOPPLER-Effekte gibt dann die Radialgeschwindigkeit des Planeten gegen die Erde

Die Berechnung gestaltet sich nun nach CAMPBELL[2] folgendermaßen Aus einer der Ephemeriden wird $\log D = f$ entnommen, wo D die Distanz der Mittelpunkte von Sonne und Planet bzw Erde und Planet bedeutet Die Radialgeschwindigkeit pro km und sek des Planeten gegen die Sonne bzw der Erde gegen den Planeten ist dann

$$\frac{dD}{dt} = \frac{149\,500\,000}{\omega m} D\,,$$

wo ω die Zeiteinheit der Ephemeride und m der Modulus der BRIGGSschen Logarithmen ist ($\log m = 9{,}63\,778 - 10$)

[1] C NIVEN, M N 34, S 345 (1874), H POINCARÉ, C R 120, S 420 (1895)
[2] Ap J 8, S 151 (1898), Stellar Motions S 59

Es handelt sich nun darum, D aus den Ephemeriden zu interpolieren T sei das Datum in der Ephemeride, welches der Zeit t der Beobachtung am nächsten liegt Für die Interpolation ergibt sich dann folgendes, in der üblichen Weise geschriebenes Schema

		I Differenz	II Differenz	III Differenz	
$T-2\omega$	$f(T-2\omega)$	a_{11}			
			b'		
$T-\omega$	$f(T-\omega)$	a_1		c_1	
T	$f(T)$	a	b	c	d
$T+\omega$	$f(T+\omega)$	a'		c'	
			b_1		
$T+2\omega$	$f(T+2\omega)$	a''			

worin $a = \frac{1}{2}(a_1 + a')$, $c = \frac{1}{2}(c_1 + c')$ ist

Es sei der Zeitmoment, für den die Radialgeschwindigkeit berechnet werden soll, $T + t$ und $n = \frac{t}{\omega}$, dann folgt

$$\log D = f(T+t) = f(T) + \left(a - \frac{c}{6}\right)n + \left(\frac{b}{2} - \frac{d}{24}\right)n^2 + \frac{c}{6}n^3 + \frac{d}{24}n^4 +$$

und somit

$$\frac{dD}{dt} = V_p = \frac{149\,500\,000}{m\,\omega} D\left[a - \frac{c}{6} + \left(b - \frac{d}{12}\right)n + \frac{c}{2}n^2 + \frac{d}{6}n^3 + \right] \qquad (14)$$

Ist ω ein mittlerer Sonnentag = 86400 sek, so ergibt sich der Logarithmus des Zahlenfaktors zu [3,6003] An der erwähnten Stelle[1] gibt CAMPBELL als Beispiel die Berechnung der Radialgeschwindigkeit der Venus gegen die Erde

77. Berechnung der Radialgeschwindigkeit des Mondes gegen die Erde. Wenn kein Planet in geeigneter Stellung am Himmel ist, wird häufig ein Vergleich der beobachteten Radialgeschwindigkeit des Mondes gegen die Erde zur Prüfung des Spektrographen verwendet, indem sie mit der aus den Mondtafeln berechneten verglichen wird Auch diese Aufgabe ist von CAMPBELL behandelt[2] worden Ganz analog wie bei der Berechnung der Radialgeschwindigkeit eines Planeten gegen die Erde ist auch hier zu beachten, daß der Mond kein selbstleuchtender Körper ist Aber beim Mond gestalten sich die Verhältnisse sehr viel komplizierter Es setzt sich die Radialgeschwindigkeit des Mondes gegen den Beobachter auf der Erde aus folgenden Teilen zusammen

V_1 = Radialgeschwindigkeit des Erdmittelpunktes gegen die Sonne,

V_2 = Radialgeschwindigkeit des Mondes gegen den Erdmittelpunkt,

V_3 = die Komponente der Radialgeschwindigkeit V_2 in Richtung der Verbindungslinie Sonne—Mond,

V_4 = die Komponente der Bahngeschwindigkeit des Mondes (bezogen auf den Erdmittelpunkt) in dem größten Kreis, der durch die Sonne und den Mond geht

Die Radialgeschwindigkeit infolge der Drehung des Mondes um seine Achse ist zu vernachlässigen, da sie 0,005 km nicht übersteigt, die Radialgeschwindigkeit V_5 infolge der Drehung der Erde um ihre Achse wird nach den oben gegebenen Vorschriften berechnet

Die gesuchte Radialgeschwindigkeit V des Mondes gegen den Beobachter auf der Erde ergibt sich somit zu

$$V = V_1 + V_2 + V_3 + V_4 - V_5 \qquad (15)$$

[1] Ap J 8 S 151 (1898), Stellar Motions S 59 [2] Ap J 11, S 141 (1900)

Es sind nun die einzelnen Komponenten von V zu berechnen.

a) Ist $\log D_1$ der Logarithmus des Radiusvektors der Erde und a die stündliche Änderung von $\log D_1$, m der Modul der BRIGGSschen Logarithmen, $\omega_1 = 3600$ die Zahl der Sekunden in einer Stunde, so ist

$$V_1 = \frac{149\,500\,000}{\omega_1 m} D_1 a = [4{,}9805]\, D_1 a \tag{16}$$

D_1 und a sind z. B. im Nautical Almanac tabuliert.

b) Es sei

R der Äquatorealhalbmesser der Erde in Kilometern,
D_2 die Distanz des Mondes vom Erdmittelpunkt,
p die Horizontalparallaxe des Mondes,
Δp die Änderung dieser Parallaxe in 12 Stunden, so ist

$$D_2 = \frac{R}{\sin p} = \frac{[3{,}8047]}{\sin p},$$

$$V_2 = \frac{dD_2}{dt} = \frac{-R\sin 1''}{3600}\,\frac{\cos p}{\sin^2 p}\,\Delta p = -[4{,}9340]\,\frac{\cos p}{\sin^2 p}\,\Delta p \tag{17}$$

p und Δp sind ebenfalls im Nautical Almanac tabuliert.

c) Ist E die Winkeldistanz zwischen Sonne und Mond, so ist

$$V_3 = -V_2 \cos E \tag{18}$$

Die „Monddistanz" E ist gleichfalls im Nautical Almanac enthalten mit Ausnahme der Zeiten um den Vollmond herum. Für diese Zeiten berechnet sich E und dE/dt nach folgenden Formeln[1]:

$$\cos E = \sin\delta \sin\mathfrak{D} + \cos\delta\cos\mathfrak{D}\cos(A-\alpha),$$

$$\sin E\frac{dE}{dt} = \sin\delta\cos\mathfrak{D}\left[\cos(A-\alpha)\frac{d\delta}{dt} - \frac{d\mathfrak{D}}{dt}\right] + \cos\delta\sin\mathfrak{D}\left[\cos(A-\alpha)\frac{d\mathfrak{D}}{dt} - \frac{d\delta}{dt}\right] + \cos\delta\cos\mathfrak{D}\sin(A-\alpha)\frac{d(A-\alpha)}{dt},$$

wenn

A die Rektaszension der Sonne,
α die Rektaszension des Mondes,
$\mathfrak{D}$ die Deklination der Sonne,
δ die Deklination des Mondes ist.

d) Ist ΔE die Änderung von E in einer Sekunde (positiv oder negativ, je nachdem die Distanz wächst oder abnimmt), so ist

$$V_4 = \sin 1'' D_2 \sin E\,\Delta E = [4{,}6856]\, D_2 \sin E\,\Delta E, \tag{19}$$

$$D_2 = \frac{R}{\sin p} = \frac{[3{,}8047]}{\sin p}.$$

Die Monddistanz und das arithmetische Komplement von $\log(\Delta E)$ sind aus dem Nautical Almanac zu entnehmen.

Ein Beispiel für diese Rechnung ist von CAMPBELL in der oben zitierten Abhandlung gegeben worden.

78. Spektrographische Bestimmung der Aberrationskonstante bzw. der Sonnenparallaxe[2,3,4]. Der Gedanke, aus Messungen der Radialgeschwindigkeit geeignet ausgewählter Sterne die Sonnenparallaxe zu bestimmen, liegt sehr nahe, und er ist fast so alt, wie die Messung von Radialgeschwindigkeiten über-

---

[1] R. H. CURTISS, Lick Bull. 3, S. 112 (1905). Ein Beispiel ist auch hier durchgerechnet.
[2] A. N. 169, S. 241 (1905). [3] Obs. 31, S. 239 (1908).
[4] Ann. Cape Obs. 10, Pt. 3 (1909).

haupt. Diese Messungen mußten aber erst weitgehend vervollkommnet werden, ehe eine solche Bestimmung Wert haben konnte. Der erste, der den Versuch tatsächlich durchführte, war F. KÜSTNER[1], er konnte zeigen, daß sorgfältige Messungen eine so hohe Genauigkeit besitzen, daß die spektrographische Messung der Sonnenparallaxe den anderen Methoden der Parallaxenbestimmung nicht nachsteht, diese aber an Arbeitsökonomie übertrifft.

Im Prinzip ist das ganze Verfahren höchst einfach. Durch die Ausmessung eines Sternspektrogramms wird die Verschiebung $\Delta\lambda$ gefunden, welche eine Spektrallinie der Wellenlänge λ durch die Bewegung des Sterns erfährt. Diese Verschiebung $\Delta\lambda$ ergibt durch Multiplikation mit U/λ (U = Lichtgeschwindigkeit in km) nach dem DOPPLERschen Prinzip die Radialgeschwindigkeit V des Sterns gegen die Erde.

V setzt sich aus zwei Teilen zusammen: der Radialgeschwindigkeit v_s des Sternes gegen die Sonne und der Komponente v_E der Erdbewegung in Richtung des Sternes für den Zeitmoment der Beobachtung

$$V = v_s + v_E.$$

Nun ist $v_E = v\cos\beta\,[\sin(\bigcirc - l) + e\sin(\Pi - l)]$, wo die Konstante der Erdbewegung $v = \frac{2\pi a \sec\varphi}{T} = \frac{2\pi A \sec\varphi}{p \sin 1'' T}$, l, β die Länge und Breite des Sterns, $\bigcirc$ die Länge der Sonne, Π die Perihellänge der Sonne, $e = \sin\varphi$ die Exzentrizität der Erdbahn, p die Sonnenparallaxe in Bogensekunden, a der Erdbahnhalbmesser, A der Äquatorealhalbmesser der Erde (in km), T die Länge des siderischen Jahres, ausgedrückt in Sekunden mittlerer Zeit, sind.

Zwischen V und der auf dem Spektrogramm gemessenen Verschiebung $\Delta\lambda$ besteht somit die Beziehung

$$V = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} U = v_s + v\cos\beta\,[\sin(\bigcirc - l) + e\sin(\Pi - l)]$$

oder

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v_s}{U} + \frac{v}{U}\cos\beta\,[\sin(\bigcirc - l) + e\sin(\Pi - l)]$$

$$= \frac{v_s}{U} + k\sin 1''\cos\beta\,[\sin(\odot - l) + e\sin(\Pi - l)],$$

da $k = \frac{v}{U\sin 1''}$ die Aberrationskonstante in Bogensekunden ist.

Als primäres Resultat folgt somit aus der Ausmessung von Sternspektrogrammen die Aberrationskonstante k und nicht die Sonnenparallaxe p, zu deren Berechnung eine Kenntnis der Konstanten A und U nötig ist. Die Genauigkeit, mit der p erhalten wird, hängt außer von der Genauigkeit der Messungen noch von der Genauigkeit der Werte von A und U ab, und der Wert der Sonnenparallaxe ist erst als ein sekundäres Resultat der Vermessung von Sternspektrogrammen anzusehen. Auf diese Verhältnisse hat H. C. PLUMMER[2] hingewiesen, nachdem KÜSTNER[1] seine bekannte spektrographische Messung der Sonnenparallaxe veröffentlicht hatte.

KÜSTNER verfuhr folgendermaßen. Für die Radialgeschwindigkeit v_s des beobachteten Sternes wurde ein angenäherter Wert v_s^0 zugrunde gelegt, zu dem eine Korrektion x hinzukommt, so daß $v_s^0 + x$ der wahrscheinlichste Wert der Radialgeschwindigkeit des Sternes ist. In gleicher Weise wird ein angenäherter Wert v^0 der Konstante der Erdgeschwindigkeit durch eine Korrektion y verbessert, so daß

$$V = v_s^0 + x + (v^0 + y)\cos\beta\,[\sin(\bigcirc - l) + e\sin(\Pi - l)]$$

---

[1] A. N. 169, S. 241 (1905). [2] Obs. 31, S. 239 (1908).

ist oder

$$n = V - v_s^0 - v^0 \cos\beta\,[\sin(\odot - l) + e\sin(\Pi - l)]$$
$$= x + y\cos\beta\,[\sin(\odot - l) + e\sin(\Pi - l)] = x + y\,\frac{v_l}{v^0}$$

Eine jede Platte gibt somit eine lineare Gleichung $n = x + by$, die Gesamtheit dieser Gleichungen wird dann nach der Methode der kleinsten Quadrate aufgelost, die x und y werden an die Ausgangswerte v_s^0 und v^0 angebracht Es folgt dann aus

$$\frac{vT}{2\pi\sec\varphi} = a \quad \text{die Sonnenparallaxe} \quad p = \frac{A}{a\sin 1''}$$

Die Korrektionen fur die tagliche und monatliche Bewegung der Erde und die Reduktion auf den Schwerpunkt des Sonnensystems sind naturlich vorher an die gemessene Radialgeschwindigkeit anzubringen Besitzt der beobachtete Stern eine veranderliche Radialgeschwindigkeit (z B α Scorpii), so ist auch dies zu berucksichtigen

Die zu beobachtenden Sterne sollen nicht zu weit von der Ekliptik abstehen, die gunstigsten Beobachtungszeiten fur die Bestimmung der Aberrationskonstante bzw der Sonnenparallaxe sind diejenigen, in welchen der Winkel Stern—Sonne—Erde nahe 90° ist (d h die Zeit der beiden Quadraturen) Es mag noch erwahnt werden, daß fur diese Art von Spektralmessungen sich der HARTMANNsche Spektrokomparator ganz besonders gut eignet, da die Linienidentifizierung fur diese Aufgabe keine Rolle spielt, sondern nur Anderungen der Radialgeschwindigkeit und nicht diese selbst in Betracht kommen

Eine auf großerem Beobachtungsmaterial beruhende Bestimmung der beiden Konstanten ist auf dem Cape Observatory ausgefuhrt worden [Ann Cape Obs 10, Pt 3 (1909)], eine weitere auf der Bonner Sternwarte (Veroffentl Nr 25, 1930)

79 Bestimmung der Rotation eines Planeten durch spektrographische Beobachtungen. Wie in Bd IV ds Handb S 158ff auseinandergesetzt wurde, lassen sich aus spektroskopischen Beobachtungen die Rotationselemente der Sonne mit großer Genauigkeit bestimmen[1] Das legte den Gedanken nahe, unter Benutzung eines Fernrohrs großer Brennweite dieses Verfahren auch auf die großen Planeten anzuwenden, und in der Tat haben derartige Messungen sehr gute Resultate ergeben

Wird der Spalt des Spektrographen so durch das in der Brennebene des Fernrohrs entstehende Bild des Planeten gelegt, daß die Spaltrichtung mit der Projektion der Rotationsachse zusammenfallt, so weisen die Linien im Planetenspektrum keinerlei Lagenanderung gegen die Vergleichslinien auf (In diesen und den folgenden Betrachtungen sei immer von der Bahnbewegung des Planeten und der Erde um die Sonne ganz abgesehen) In jeder anderen Lage des Spaltes werden sie dagegen nicht parallel zu den Linien des Vergleichsspektrums sein In dem Spektrum des Planetenrandes, dessen Rotationsbewegung auf die Erde hinzielt, werden die Linien nach dem DOPPLERschen Prinzip nach dem violetten Teile, an dem gegenuberliegenden Rande nach dem roten Teile des Spektrums hin verschoben sein Aus dieser Verschiebung laßt sich die Rotationsgeschwindigkeit der betreffenden Planetenpunkte berechnen

Nun ist aber folgendes zu beachten Im Gegensatz zur Rotationsbestimmung der Sonne, die ein selbstleuchtender Korper ist, hat man bei Messungen an Planeten zu berucksichtigen, daß diese in reflektiertem Sonnenlichte leuchten

[1] Man vgl hierzu die beiden klassischen Abhandlungen von DUNÉR, Nova Acta Reg Soc Sc Ups (III) 14, Nr 13 (1891), (IV) 1, Nr 6 (1907)

Das ändert die Verhältnisse, wie eine Anwendung des DOPPLERschen Prinzipes zeigt[1].

Es reflektiere ein Planet Sonnenlicht nach der Erde, sein Abstand von der Erde sei R, der von der Sonne aber R'. Zum Zeitpunkt $t = 0$ gehe eine Lichtschwingung von der Sonne aus, sie treffe den Planeten und werde von diesem zur Erde reflektiert. Sie langt hier zur Zeit $\frac{R + R'}{V}$ an, wenn mit V die Lichtgeschwindigkeit bezeichnet wird. Die nächste Schwingung geht von der Sonne zur Zeit $t = \tau$ aus, wenn τ die Periode der betrachteten Lichtschwingung ist. Im Verlaufe der Zeit τ haben sich aber die Distanzen R und R' in $R + \tau\frac{dR}{dt}$ und $R' + \tau\frac{dR'}{dt}$ geändert. Die Zeit, zu welcher diese zweite Schwingung auf der Erde eintrifft, ist jetzt

$$\tau + \frac{R + R'}{V} + \frac{\tau}{V}\left(\frac{dR}{dt} + \frac{dR'}{dt}\right).$$

Die scheinbare Periode ist somit $\tau\left[1 + \frac{1}{V}\left(\frac{dR}{dt} + \frac{dR'}{dt}\right)\right]$, und die Verschiebung der Spektrallinie ist nicht $\frac{dR}{dt}$ proportional, sondern $\frac{dR}{dt} + \frac{dR'}{dt}$.

Dieser Fall liegt bei der Rotationsbestimmung eines Planeten vor, der infolge seiner Rotation eine Radialbewegung sowohl in bezug auf die Sonne wie auf den Beobachter auf der Erde besitzt. Es sei v_r die lineare äquatoriale Rotationsgeschwindigkeit eines Planeten. Die Differenz der Geschwindigkeiten für die beiden äußersten Punkte des Äquatorialdurchmessers einer Planetenscheibe ist somit $2v_r$. Das Licht des Planeten ist aber kein Eigenlicht, es kommt von der Sonne, das Licht, welches die beiden äußersten Punkte des Äquatorialdurchmessers erhalten, ist daher bereits verändert eben durch die Rotation des Planeten in bezug auf die Sonne. Es muß bereits die Differenz $2v_r$ aufweisen, wenn es in diffuses Licht auf dem Planeten umgewandelt wird. Für einen Beobachter auf der Erde müssen zur Zeit der Planetenopposition somit die beiden äußersten Punkte des Äquatorialdurchmessers eine Geschwindigkeitsdifferenz $4v_r$ besitzen, d. h. den vierfachen Betrag der wirklichen Rotationsgeschwindigkeit.

Der erste, der auf diese Konsequenz des DOPPLERschen Prinzipes hingewiesen hat, ist C. NIVEN[2], später E. W. MAUNDER[3], H. DESLANDRES[4] und H. POINCARÉ[1].

Die Rotationsbestimmung wird nun folgendermaßen ausgeführt: Der Spalt des Spektrographen wird so gestellt, daß er im Äquator des Planeten liegt. Dann wird ein Spektrum des Planeten erhalten, dessen Linien, wie bereits oben erwähnt, nicht parallel zu den Linien des Vergleichsspektrums liegen. In der nächsten Ziffer wird gezeigt, daß die durch die Planetenrotation affizierten Spektrallinien gerade Linien bilden, aber eine bestimmte, von der Planetenrotation abhängige Neigung gegen die Linien des Vergleichsspektrums besitzen. Man kann nun die Messungen an den geneigten Linien auf zwei Arten machen.

Wird die Verschiebung der beiden äußersten Punkte der Linien des Planeten gemessen, so wird die lineare, äquatoriale Radialbewegung des Planeten erhalten. W. W. CAMPBELL[5] gibt für die Berechnung dieser Messungen folgende Formeln an. Es sei

i der Winkel am Planeten zwischen Sonne und Erde (in den Ephemeriden tabuliert),

ψ_s der Winkel, den die Richtung nach der Sonne mit der Ebene des Planetenäquators bildet,

---

[1] C. R. 120, S. 420 (1895). [2] M. N. 34, S. 345 (1874). [3] Obs. 8, S. 118 (1885).
[4] C. R. 120, S. 417 (1895). [5] Stellar Motions, S. 94. New Haven 1913.

ψ_e der Winkel, den die Richtung nach der Erde mit der Ebene des Planetenäquators bildet,

V_0 die äquatoriale Rotationsgeschwindigkeit des Planeten in km pro sek,

v_1 die (spektrographische) Radialgeschwindigkeit des Äquatorpunktes an dem einen Rande der Planetenscheibe,

v_2 die Radialgeschwindigkeit des Äquatorpunktes an dem anderen Rande der Planetenscheibe

Dann ist

$$v_1 = V_0 (\cos\psi_s + \cos i \cos\psi_e), \qquad v_2 = V_0 (\cos\psi_e + \cos i \cos\psi_s)$$

und damit

$$v_1 - v_2 = V_0 (1 + \cos i)(\cos\psi_s + \cos\psi_e)$$

Stehen Sonne und Erde nahe in der Äquatorebene des Planeten, so ist $v_1 - v_2 = 2 V_0 (1 + \cos i)$, ist ferner der Planet in Opposition oder in oberer Konjunktion, so ist $v_1 - v_2 = 4 V_0$

Hieraus folgt, daß ein äußerer Planet am vorteilhaftesten zur Zeit der Opposition, ein innerer zur Zeit der oberen Konjunktion gemessen wird, weil dann $v_1 - v_2$ den maximalen Betrag von $4 V_0$ besitzt Ähnliche Formeln gab A BELOPOLSKY[1]

Die zweite Methode besteht darin[2], daß man nicht Verschiebungen der Spektrallinien, sondern mit Hilfe eines Positionsmikrometers die Neigung der durch die Planetenrotation beeinflußten Spektrallinien gegen die Vergleichslinien mißt Ist

D die lineare Dispersion für die gemessene Spektrallinie in A pro mm,

L die Lichtgeschwindigkeit,

ϱ die halbe Breite des Spektrums in mm,

λ die Wellenlänge der Linien,

β der Winkel, den die Richtung nach der Erde (Sonne) mit der Äquatorebene bildet,

so folgt nach J KEELER[3]

$$V_0 = \frac{\varrho D L \operatorname{tg}\varphi}{2\lambda \cos\beta}$$

ϱ wird aus dem Winkelhalbmesser des Planeten und der bekannten Brennweite des Objektivs berechnet, da die Messung auf dem Spektrogramm zu unsicher sein würde

Diese Methode, die wohl zuerst von DESLANDRES (1895) angewendet wurde, gibt, wie auch J KEELER bestätigt, sehr genaue Resultate

Mehrfach sind Messungen der Rotation von Planeten auf spektrographischem Wege ausgeführt worden, und es hat sich gezeigt, daß z B für Jupiter sowohl nach den Messungen von H DESLANDRES als auch von A BELOPOLSKY[1] die spektrographisch gefundene Rotationsperiode in guter Übereinstimmung mit der ist, die aus direkten Beobachtungen folgt Erstere Methode ist besonders wertvoll für die Planeten, welche keine Oberflächendetails besitzen, so daß ihre Rotation durch direkte Beobachtung des Planeten nicht gefunden werden kann So bestimmten LOWELL[4] und SLIPHER 1911 auf spektrographischem Wege die Rotationsdauer des Uranus zu $10^3/_4$ Stunden, die Rotation findet in retrograder Richtung statt J H MOORE und D H MENZEL[5] bestätigten 1930 diese Messungen, indem sie die Rotationsdauer zu 10,84 Stunden (retrograd) fanden Diese beiden Beobachter haben ferner versucht, auch die Rotationsdauer des Neptun aus spektrographischen Aufnahmen abzuleiten[6] Sie geben als provisorischen

[1] A N 139, S 209 (1896) [2] C R 120, S 419 (1895) [3] Ap J 1, S 423 (1895)
[4] Lowell Bull 2, S 17 (1911) [5] Publ A S P 42, S 330 (1930)
[6] Publ A S P 40, S 234 (1928)

Wert der Rotationsdauer 16 Stunden, die Rotation findet in direktem Sinne statt, während sich der Satellit rückläufig bewegt Bei Merkur und Venus sind alle Versuche, eine Rotation spektrographisch nachzuweisen, bisher ergebnislos verlaufen

80. Spektrographische Bestimmung der Rotationsperiode der Saturnringe. Das schönste Ergebnis der Rotationsbestimmung auf spektrographischem Wege ist der Nachweis, daß der Ring des Saturn nicht wie ein fester Körper rotiert, sondern aus kleinen Teilen bestehen muß, die sich nach den KEPLERschen Gesetzen um den Saturn herumbewegen Dieser Nachweis ist von J KEELER[1] zuerst (1895) geführt worden, und die Ergebnisse KEELERS sind von H DESLANDRES[2], A BELOPOLSKY[3] und besonders von W W CAMPELL[4] in vollem Umfang bestätigt worden Es soll hier ein kurzer Auszug aus den zwei berühmten Abhandlungen von KEELER[1] gegeben werden, die Details sind in den beiden Abhandlungen selbst nachzusehen

KEELER bestimmt die Gestalt einer Spektrallinie im Spektrum des rotierenden Planeten, wenn der Spalt S in der großen Achse des Ringes liegt Die Radialbewegung des ganzen Saturnsystems bleibe außer Betracht Der obere Teil der Abb 26 stellt das Bild des Saturn auf dem Spalte des Spektrographen dar, die horizontale Linie im unteren Teil von Abb 26 ist eine unverschobene Spektrallinie, etwa eine Vergleichslinie Diese Linie werde als x-Achse und die durch ihre Mitte gehende senkrechte Linie (punktiert) als y-Achse genommen Das rote Ende des Spektrums liege in der $+y$-Richtung Kollimator und Kamera des Spektrographen sollen gleiche Brennweite haben, so daß die Breite des Spektrums gleich ist der Länge des beleuchteten Teiles des Spaltes Ein Punkt der verschobenen Linie habe die Koordinaten x, y, und es sei

Abb 26 DOPPLER-Effekt im Spektrum des Saturnringes

v die Radialgeschwindigkeit eines Punktes auf dem Saturn, der dem Punkte x, y entspricht,

V' die Geschwindigkeit eines Punktes im Saturnäquator,

α der Winkel zwischen der Gesichtslinie und dem Radius des Saturn, welcher durch den Punkt geht, der x, y entspricht,

2ϱ die Breite des Spektrums,

β der Winkel, den die Richtung nach der Erde und der Sonne mit der Ebene des Ringes macht, wenn Saturn in oder nahe der Opposition ist

Die Verschiebung y ist proportional der Radialgeschwindigkeit und man hat, falls mit a ein Proportionalitätsfaktor bezeichnet wird

$$x = \varrho \sin\alpha,$$

$$y = a v = a V' \sin\alpha \cos\beta$$

und

$$\frac{y}{x} = \frac{a V' \cos\beta}{\varrho} = \text{konstant} = \operatorname{tg}\varphi \tag{1}$$

[1] Ap J 1, S 416 (1895), 2, S 63 (1895) [2] C R 120, S 1155 (1895)
[3] A N 139, S 1 (1895) [4] Ap J 2, S 127 (1895)

Letztere Gleichung zeigt, daß die Linien im Spektrum eines rotierenden Planeten gerade Linien sind, die aber gegen die Vergleichslinien um den Winkel φ geneigt sind Diesen Satz hatte bereits H DESLANDRES[1] gefunden, und er hat ihn auch auf den Fall erweitert, daß der Spalt parallel der Äquatorebene des Planeten ist, aber nicht mit dieser zusammenfallt Auch in diesem Fall[2] gilt Gleichung (1) Eine Spektrallinie des Planeten ist in Abb 26 durch die dick ausgezogene, gegen die x-Achse um den Winkel φ geneigte gerade Linie dargestellt Man kann aus Gleichung (1) die Große V' und damit die Rotationsperiode des Planeten bestimmen, falls man den Winkel φ mißt Es sei L die Lichtgeschwindigkeit (km), λ die Wellenlange der gemessenen Linie in A ausgedruckt, D die lineare Dispersion des Spektrums in der Gegend der gemessenen Linie, ausgedruckt in A pro mm, ϱ die halbe Breite des Spektrums in mm, so folgt aus dem DOPPLERschen Prinzip

$$y = x \operatorname{tg} \varphi = \frac{2 v \lambda}{L D}, \qquad v = x \operatorname{tg} \varphi \frac{D L}{2 \lambda}$$

und falls man $x = \varrho$ setzt,

$$V' = \frac{\varrho D L \operatorname{tg} \varphi}{2 \lambda \cos \beta}$$

Diese Methode der Bestimmung der Geschwindigkeit im Äquator eines Planeten gibt, wie bereits erwahnt, sehr gute Resultate und ist haufig benutzt worden, zuerst wohl von H DESLANDRES bei der Bestimmung der Rotation des Jupiter

J KEELER hat nun weiter die Lage und Gestalt einer vom Ring herruhrenden Spektrallinie berechnet, unter der Annahme, daß dieser aus einzelnen, nach den KEPLERschen Gesetzen um den Saturn sich bewegenden Teilchen besteht

Ist T die Umlaufszeit eines solchen Teilchens und R seine Entfernung vom Mittelpunkte des Saturnkorpers, so ist nach dem dritten KEPLERschen Gesetz

$$T^2 = c R^3,$$

oder, da $T V = 2 \pi R$ ist,

$$V^2 = \frac{4 \pi^2}{c R}$$

Da x proportional R, und y proportional v ($v = V \cos \beta$) ist, laßt sich die vorhergehende Gleichung in der Form schreiben

$$x y^2 = b$$

Diese Kurve ist in Abb 26 gestrichelt gezeichnet, die dick ausgezogenen Teile geben die Lage und Gestalt einer Spektrallinie des Ringes wieder Man sieht aus Abb 26, daß eine Spektrallinie des Ringes keine Fortsetzung einer Linie derselben Wellenlange ist, welche vom Planeten selbst herruhrt Vergleicht man nun Abb 26 mit Abb 27, die auf einer Originalaufnahme des Saturnspektrums von SLIPHER beruht, so sieht man deutlich, daß beide in allen Teilen vollig ubereinstimmen KEELER hat unter Benutzung der Durchmesserbestimmungen des Saturn und seiner Ringe (ϱ und R) sowie aus dem bekannten Werte der Rotationszeit (10^h,23) des Planeten nach obigen Formeln die Radialgeschwindigkeiten fur den Rand des Planeten und fur den Ring berechnet und gefunden, daß diese berechneten Werte in bester Übereinstimmung mit den aus den Radialgeschwindigkeitsmessungen sind Die genauesten Messungen, die von W W CAMPBELL[3] herruhren, ergeben fur

die Rotationsgeschwindigkeit des Planeten im Äquator 9,77 km (berechnet 10,29 km),

die Geschwindigkeit in der Mitte des Ringsystems 17,37 km (berechnet 18,78 km)

[1] C R 120, S 417 (1895) [2] Ap J 2, S 64 (1895) [3] Ap J 2, S 127 (1895)

Die Abb 26 und 27 zeigen, daß die innere Kante des Ringes schneller rotiert als die äußere, und zwar beträgt der Überschuß rechnungsmäßig 3,87 km Die Beobachtungen ergaben 3,13 km Nach diesen Resultaten ist kein Zweifel an

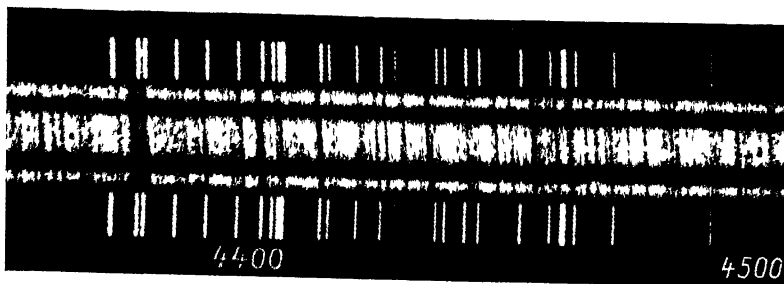



Abb 27 Neigung der Linien im Spektrum des Saturnsystems (nach V M SLIPHER aus NEWCOMB ENGELMANN, Populäre Astronomie, VII Aufl)

der meteorischen Natur des Saturnringes mehr möglich, um so mehr, als auch sehr genaue photometrische Beobachtungen mit dieser Ansicht in vollem Einklang sind Eine Messung von Radialgeschwindigkeiten hat Aufklärung über die physische Beschaffenheit eines Himmelsobjektes, des Saturnringes, gegeben, gewiß eine merkwürdige Tatsache!

n) Die Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten mit dem Objektivprisma

81 Erste Versuche Als E C PICKERING seine berühmte Spektraldurchmusterung, den DRAPER-Katalog, herstellte, erkannte er, welchen großen Vorteil die Verwendung eines guten Objektivprismas für Spektralaufnahmen bietet Man konnte nicht nur in einer einzigen Aufnahme die Spektra zahlreicher Sterne erhalten, was bei Massenaufnahmen für statistische Untersuchungen, Durchmusterungen usw eine enorme Arbeitsersparnis bedeutet, sondern darüber hinaus ermöglichte die große Lichtstärke dieses Apparates bei immerhin mäßigen Expositionszeiten die Spektra so schwacher Sterne zu photographieren, welche mit einem Spaltspektrographen überhaupt nicht aufnehmbar sein würden Während nämlich bei letzterem nur wenige Prozente des durch das Objektiv gesammelten Sternlichtes für die Erzeugung des Spektrums verwendet werden, geht beim Objektivprisma nur ein sehr kleiner Teil des Sternlichtes nutzlos verloren Es kam PICKERING schon damals der Gedanke, das Objektivprisma auch für die Bestimmung der Radialgeschwindigkeiten nutzbar zu machen, und bereits 1891 machte er verschiedene dahingehende Vorschläge[1] Inzwischen hatte Miss A C MAURY durch Aufnahmen mit dem Objektivprisma die veränderliche Radialgeschwindigkeit von β Aurigae entdeckt[2], und später wurde auf dem Harvard-Observatorium auch die Doppelsternnatur von ζ Ursae majoris erkannt PICKERING ist immer wieder auf diesen Gedanken zurückgekommen und hat Versuche in dieser Richtung hin angestellt

Die Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten mit Hilfe des Objektivprismas ist durch den Umstand erschwert, daß sich nicht wie beim Spaltspektrographen das Spektrum einer irdischen Lichtquelle aufkopieren läßt, gegen das die Verschiebung des Sternspektrums gemessen werden könnte Auch Absorptionsspektra, die eine gewisse Anzahl scharfer Linien besitzen, sind damals und auch

[1] Harv Ann 26, S XXI (1891) [2] Harv Ann 26, S XXIV (1891)

heute noch nicht bekannt geworden. PICKERING hatte zunächst daran gedacht, die Absorptionslinien der atmosphärischen Luft (tellurische Linien) benutzen zu können, sie erwiesen sich aber als viel zu schwach, auch dürfte ihre Gestalt und Wellenlänge von den Druck- und Temperaturverhältnissen der Atmosphäre abhängen, so daß sie schon aus diesem Grunde nicht als Vergleichslinien in Betracht kommen. Der nächstliegende Gedanke, das Spektrum eines Sternes mit bekannter Radialgeschwindigkeit neben das des zu untersuchenden Sternes zu photographieren, erwies sich dadurch als unausführbar, daß die Pointierung auf die beiden Sterne absolut gleich sein mußte und auch das Instrument beim Übergang von einem Stern zum anderen keinerlei Veränderungen, wie z. B. Biegungen, erleiden durfte. Das sind praktisch unerfüllbare Bedingungen. Der Unterschied in der Pointierung auch bei sorgfältigstem Arbeiten ist wesentlich größer, als es in den weitaus meisten Fällen die Verschiebung der zwei Sterne gegeneinander infolge von Radialgeschwindigkeit ist. Zum mindesten mußte eine Marke (Referenzpunkt) auf der Aufnahme vorhanden sein, die den Unterschied in der Pointierung erkennbar und meßbar macht. E. C. PICKERING hat zahlreiche Versuche gemacht[1], einen solchen Referenzpunkt für ein jedes Spektrum auf der Platte durch ein achromatisches Prisma oder Reflexionsprismen herzustellen, die vor dem eigentlichen Objektivprisma befestigt waren (use of a point of reference formed by throwing an auxiliary image of the star into the field by means of a small achromatic prism or by reflecting prisms[1]). Diese Versuche sind indessen gescheitert[2].

82. Benutzung der Neodymlinie. PICKERING prüfte dann noch eine andere Methode, die er gleichfalls schon 1891 vorgeschlagen hatte[3,4]. Sie besteht in der Benutzung einer künstlichen Absorptionslinie als Marke. Eine Kuvette mit der die Absorptionslinie erzeugenden Lösung wurde vor die photographische Platte gesetzt. Es zeigte sich, daß Lösungen eines Neodymsalzes von bestimmter Konzentration, beispielsweise 1 Teil gesättigte Neodymchloridlösung verdünnt mit 5 Teilen Wasser in eine Kuvette von 4 mm lichter Weite, eine einigermaßen scharfe Absorptionslinie geben, deren Wellenlänge von R. W. WOOD zu 4272,90, bezogen auf das Wellenlängensystem des Eisenspektrums von KAYSER und RUNGE, bestimmt wurde[5]. Die Wellenlänge dieser Linie erwies sich als unabhängig von der Temperatur. Es wird aus der Verschiebung der ruhenden künstlichen Absorptionslinie gegen die Linien des bewegten Sterns die Radial-

α Coronae

M. E. Z. 1912	SCHWARZSCHILD	JORDAN
April 21,6	+27 km	+44 km
22,4	+32	+37
23,6	+25	+23
25,4	+ 7	+ 8
26,4	− 8	0
27,5	+ 2	− 7
28,4	−13	−12
Mai 1,5	−32	−22
5,5	−14	−15
14,5	−19	− 5
17,4	−15	−18
23,4	−17	− 5
30,6	− 5	+ 3
31,6	− 7	− 4
Juni 1,5	+ 3	− 9
3,5	− 4	−17
5,5	−21	−23
8,6	−27	−21

---

[1] Harv. Ann. 26, S. XXI (1891); Harv. Circ. 13 (1896).

[2] Eine ähnliche, aber wesentlich kompliziertere Vorrichtung ist von H. DESLANDRES [A. N. 139, S. 241 (1896)] angegeben worden. Wie es scheint, hat aber weder DESLANDRES noch ein anderer praktische Versuche mit dieser Anordnung gemacht. Das gleiche gilt von zwei sehr komplizierten Anordnungen, welche M. HAMY angab [C. R. 158, S. 81 (1914); 167, S. 9 (1918)].

[3] Harv. Ann. 26, S. XXI (1891).

[4] Harv. Circ. 154 = Ap. J. 31, S. 372 (1910).

[5] Ap. J. 31, S. 376 u. 460 (1910). WOOD hat auch noch andere Substanzen untersucht, aber die Linie des Neodymchlorides hat sich doch am geeignetsten erwiesen.

geschwindigkeit abgeleitet E C PICKERING hat dieses hochst einfache Verfahren seltsamerweise niemals selbst angewendet Erst SCHWARZSCHILD hat es zur Messung der Radialgeschwindigkeit von α Coronae borealis benutzt[1], um sich ein Urteil uber diese Methode durch einen praktischen Versuch zu bilden SCHWARZSCHILD verglich seine Messungen mit den aus den Elementen von F C JORDAN[2] folgenden Geschwindigkeiten, und es ergab sich daraus fur die Messungen mit dem Objektivprisma als wahrscheinlicher Fehler des auf durchschnittlich sechs Spektren beruhenden Abendwertes $\pm 5{,}7$ km, der wahrscheinliche Fehler des einzelnen Spektrums zu ± 13 km Die vorstehende Tabelle enthalt die von SCHWARZSCHILD gemessenen und die aus den Elementen von JORDAN berechneten Radialgeschwindigkeiten Die Aufnahmen SCHWARZSCHILDS sind mit einem UV-Flintprisma und einem ZEISSschen Triplet ($f = 1494$ mm) gemacht, die Ausdehnung des Spektrums zwischen $H\gamma$ und K betragt 10,3 mm

SCHWARZSCHILD bezeichnet die Resultate als „halbwegs brauchbar“[3] Benutzt wurde in einer Kuvette von 10 mm lichter Weite eine Losung von 1 Teil reinem Neodymchlorid in 6 Teilen Wasser Fraulein A LINDSTEDT hatte die Wellenlange der Neodymlosung dieser Konzentration zu 4272,80 (System ROWLAND) bestimmt Diese Konzentration erwies sich als besonders gunstig, da bei hoheren Konzentrationen die Linie unsymmetrisch und damit fur Messungen von Radialgeschwindigkeiten unbrauchbar wird[4] Spater hat T S GRAHAM[5] nochmals dieses Verfahren mit einer großeren Zahl (20) von Sternen auf einer Harvardplatte vom Marz 1915 (Mitte A R $= 12^h 36^m$, Dekl $= +40°30'$) durchgefuhrt Drei von den von GRAHAM gemessenen Sternen kommen im Lick General Catalogue vor, und der Vergleich ergibt

	GRAHAM	Lick General Catalogue
+42°,2307	− 5,0 km	− 6,9 km
B 3321	+69,0	+81
β Can ven	+ 9,7	+ 6,9

also ein etwas gunstigeres Resultat, als das von SCHWARZSCHILD T S GRAHAM erortert die Meß- und Reduktionsmethode ausfuhrlich in der obenerwahnten Abhandlung

83 Dritte Methode von PICKERING Noch eine dritte Methode wurde von PICKERING angegeben[6] und ausprobiert, und sie scheint nach der umfangreichen Untersuchung von SCHWARZSCHILD[7] die aussichtsreichste zu sein Das Prinzip dieser PICKERINGschen sog „Reversionsmethode“ ist folgendes Es wird eine Aufnahme einer Sterngegend mittels des Objektivprismas gemacht, dann wird das Prisma um 180° um die Achse der Kamera gedreht und eine zweite Aufnahme derselben Sterngegend auf dieselbe Platte gemacht Man erhalt dann bei geeigneter Einstellung des Instrumentes unmittelbar nebeneinander auf der Platte zwei Spektra eines jeden Sternes, die entgegengesetzt gerichtet sind Die Radialgeschwindigkeit bewirkt eine Verschiebung beider Spektra gegeneinander, und zwar wird die Wirkung im Vergleich zum einzelnen Spektrum verdoppelt, da die beiden entgegengesetzt laufenden Spektren auch nach entgegengesetzter Richtung verschoben sind Aus dieser Verschiebung ist die Radialgeschwindigkeit zu bestimmen

---

[1] A N 194, S 241 (1913)
[2] Publ Allegheny Obs I, Nr 12 (1909)
[3] Potsdam Publ Nr 69, S 12 (1913)
[4] Potsdam Publ Nr 69, S 19 (1913)
[5] J Can R A S 12, S 129 (1918)
[6] Harv Circ 13 (1896), 110 (1906), 154 (1910) = Ap J 31, S 372 (1910)
[7] Potsdam Publ Nr 69 (1913)

Statt das vor dem Objektiv drehbar angebrachte Prisma um 180° zu drehen, kann man bei einem parallaktisch aufgestellten Fernrohr auch die Lage des gesamten Instrumentes wechseln, etwa statt „Achse voran" bei der zweiten Aufnahme „Achse folgt" nehmen, ohne das Prisma zu bewegen Dann ist aber die Kassette um 180° zu drehen

Das PICKERINGsche Reversionsverfahren gestaltet sich nach SCHWARZSCHILD[1] dann folgendermaßen „Man denke sich alle Sterne so nahe der Plattenmitte, daß die tatsachlich sehr starke Verzeichnung und Dispersionsverschiedenheit bei verschiedener Lage der Lichtquelle keine Rolle spielt Man mißt die Abstande zwischen entsprechenden Spektrallinien in den beiden Spektren jedes Sternes Diese Abstande mussen fur alle achsennahen Sterne ubereinstimmen, so lange keine Radialgeschwindigkeiten vorhanden sind Eine Radialgeschwindigkeit bewirkt, wie gesagt, eine Verschiebung der Linien in beiden Spektren des betreffenden Sternes nach entgegengesetzten Richtungen auf der Platte und damit eine Anderung jenes Abstandes, aus der die Radialgeschwindigkeit zu bestimmen ist Da es praktisch kaum moglich sein durfte, den Abstand der Spektren, z B des Pointiersternes, unveranderlich zu halten oder mit genugender Genauigkeit zu reproduzieren, so ist klar, daß man nur die Unterschiede der Abstande der Spektrallinien von Stern zu Stern zur Bestimmung der Radialgeschwindigkeiten verwerten kann, daß man also auf diese Weise von vornherein nur Aussichten hat, relative Radialgeschwindigkeiten der Sterne jeder Platte zu gewinnen

Es soll jetzt das rechnerische Verfahren — immer noch unter Beschrankung auf den Idealfall achsennaher Sterne — naher dargelegt werden Man zahle die x-Koordinate parallel der Richtung der Spektren, und zwar in Richtung wachsender Wellenlange der Spektren der ersten Aufnahme Es sei x der Wert der Koordinate fur eine bestimmte Wellenlange im ersten Spektrum eines Sternes, x' der Wert fur dieselbe Wellenlange im zweiten Spektrum Was der Messung unterliegt, ist dann der Abstand $s = x - x'$ fur eine Reihe von Wellenlangen fur jeden Stern Fur einen Stern ohne Radialgeschwindigkeit wurde gelten

$$s = x - x' = \alpha + M(\lambda),$$

wo α eine von der Einstellung des Instrumentes bei beiden Aufnahmen abhangige Konstante, $M(\lambda)$ eine Funktion der Wellenlange ist, welche die doppelte Lange des vom Prisma entworfenen Spektrums, von irgendeiner Wellenlange an gezahlt, oder kurz gesagt, die ‚doppelte Dispersion des Prismas' bezeichnet Hat der Stern die Radialgeschwindigkeit v in Teilen der Lichtgeschwindigkeit, so geht λ uber in $\lambda(1 + v)$, und an Stelle der vorstehenden Gleichung tritt die andere

$$s = x - x' = \alpha + M(\lambda) + vL(\lambda),$$

wo zur Abkurzung

$$L(\lambda) = \lambda \frac{\delta M}{\delta \lambda}$$

gesetzt ist

Man wird nun praktisch so verfahren Man mittelt fur jede Wellenlange die Messungen samtlicher Sterne Indem man diese Mittelung durch Überstreichen kennzeichnet, erhalt man

$$\overline{x - x'} = \alpha + M(\lambda) + L(\lambda)\bar{v} = H(\lambda),$$

wo $\bar{v}$ die mittlere Radialgeschwindigkeit der Sterne der Platte ist Diese Große $H(\lambda)$ stellt die tatsachliche mittlere Lange der Spektra auf der Platte — kurz gesagt, die mittlere Dispersion — dar Man erhalt aus der Beobachtung den Wert von $H(\lambda)$ fur eine Anzahl diskreter Spektrallinien Man wird dann in

[1] Potsdam Publ Nr 69, S 9 (1913)

der Praxis so verfahren, daß man auf Grund einer HARTMANNschen Dispersionsformel eine ‚normale' Dispersion ableitet, die Abweichung der tatsächlichen Dispersion $H(\lambda)$ von der normalen bildet, graphisch aufträgt und durch eine glatte Kurve ausgleicht. Natürlich ist dabei Identifikation der Linien vorausgesetzt.

Ist $H(\lambda)$ bekannt, so kann man es von jedem gemessenen Linienabstand $\nu - \nu'$ subtrahieren und erhält

$$\nu - \nu' - H(\lambda) = L(\lambda)(v - \bar{v})$$

Jede Linie in jedem Sternspektrum gibt eine solche Gleichung für $v - \bar{v}$. Das in geeigneter Weise gebildete Mittel aus den Einzelwerten $v - \bar{v}$ für jeden Stern gibt die Radialgeschwindigkeit des Sternes, bezogen auf die mittlere Radialgeschwindigkeit aller Sterne der Platte."

Wesentlich komplizierter gestaltet sich das Verfahren für die nichtachsennahen Sterne. SCHWARZSCHILD hat die allgemeine, „elementare, aber mühsame Theorie des Objektivprismas" in der schon mehrfach erwähnten Abhandlung gegeben, auf sie soll hier besonders hingewiesen werden, da sich ein kurzer Auszug aus ihr nicht machen läßt. Da einer der Hauptvorzüge dieser Art der Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten gerade darin besteht, daß man diese für eine große Zahl von Sternen durch Bearbeitung nur einer Platte erhält, also in der Hauptsache mit Spektren außerhalb der Achse zu tun hat, stellt SCHWARZSCHILDS Abhandlung eine grundlegende Vorarbeit für alle derartigen Untersuchungen dar.

Durch eine Kombination der Reversionsmethode mit der Neodymfiltermethode hat SCHWARZSCHILD auch die absoluten Radialgeschwindigkeiten mit dem Objektivprisma bestimmen können. Ein gleiches ist möglich, wenn die Platte Sterne enthält, deren Radialgeschwindigkeiten bekannt sind. Beide Fälle sind von SCHWARZSCHILD theoretisch behandelt und an der Hand einiger wirklichen Aufnahmen geprüft und erläutert worden. Vergleicht man seine Resultate mit den Angaben des Lick General Catalogue, so ergibt sich folgende Zusammenstellung:

α Cygni-Gegend[1]			Hyaden				
BOSS	SCHWARZSCHILD	Lick G. C.	BOSS	SCHWARZSCHILD			Lick G. C.
5283	25 km	22 km	1000	+34 km	+32 km	+22 km	+38 km
5316	-4	15	1029	+48	+21	+30	+35
5317	39	32	1036	+20	+37	+26	+32
5361	18	7	1055	+56	+53	+53	+39
5365	23	22	1056	+2	+33	+27	+39
41°,3617	19	14		–	———		——
5575	1	16	Platte	1593	1933	1937	

Als Schlußergebnis seiner Untersuchungen sagt SCHWARZSCHILD[3]: „Die mitgeteilten Beobachtungen und ihre Reduktion sind in erster Linie Beispiele für die theoretischen Ableitungen. Da ich alle Messungen und Rechnungen selbst ausführte, sind sie nicht so zahlreich geworden, daß sie ein abschließendes Urteil über die Methode ermöglichten. Immerhin scheint mir, daß die Möglichkeit, Radialgeschwindigkeiten aus einer Platte mit einem wahrscheinlichen Fehler von 7 km/sec zu gewinnen, dargetan und der absolute Skeptizismus widerlegt ist." Der ersehnte Königsweg zur Bestimmung zahlreicher Radialgeschwindigkeiten mittels des Objektivprismas dürfte freilich in der Reversionsmethode schwerlich gegeben sein. Der Arbeitsaufwand, der dabei auf den einzelnen Stern

[1] Potsdam Publ. Nr. 69, S. 40 (1913). [2] Potsdam Publ. Nr. 69, S. 41 (1913).
[3] Potsdam Publ. Nr. 69, S. 6 (1913).

kommt, ist im Verhältnis zur erzielten Genauigkeit viel zu erheblich." Hierzu mag noch bemerkt werden, daß die von SCHWARZSCHILD behandelten Platten mit einem für diese Aufgabe ziemlich ungeeigneten Instrument aufgenommen worden sind, es wäre daher erwünscht, wenn eine weitere sorgfältige, auf größerem Material beruhende Untersuchung unternommen würde. Erst dann ließe sich ein sicheres Urteil über den Wert von Radialgeschwindigkeitsbestimmungen mit Hilfe eines Objektivprismas fällen.

Es mag noch erwähnt werden, daß SCHWARZSCHILD bei diesen Untersuchungen einen spektroskopischen Doppelstern, 63 Tauri, auffand, dessen Variabilität durch Aufnahmen mit einem Spaltspektrographen bestätigt wurde[1].

84. Die Methode von PICKERING-ORBINSKY. Aus historischen Gründen werde schließlich noch eine letzte Methode behandelt, die gleichfalls von PICKERING herrührt und dann besonders von A. ORBINSKY[2] empfohlen wurde, praktisch aber völlig versagt hat[3].

ORBINSKY, der diese Methode ausführlicher behandelt hat, schlägt folgendes Verfahren vor: Es sei V die Lichtgeschwindigkeit, v die Radialgeschwindigkeit des Sterns. Nach dem DOPPLERschen Prinzip ist dann

$$\Delta\lambda = \frac{v}{V}\lambda,$$

wenn $\Delta\lambda$ die Veränderung der Wellenlänge λ infolge der Radialgeschwindigkeit v ist. Bezeichnet nun n die Zahl der Umdrehungen der Meßschraube für 1 $\mu\mu$, so hat man für die zwei Wellenlängen λ_1 und λ_2 die Ausdrücke

$$d\lambda_1 = n_1\Delta\lambda_1 = n_1\lambda_1\frac{v}{V},$$

$$d\lambda_2 = n_2\Delta\lambda_2 = n_2\lambda_2\frac{v}{V},$$

und hieraus folgt

$$v = \frac{d\lambda_1 - d\lambda_2}{n_1\lambda_1 - n_2\lambda_2}V$$

als absolute Radialgeschwindigkeit des Sternes, wenn die Distanzen $d\lambda_1$ und $d\lambda_2$ relativ zu den Spektrallinien einer unbewegten Lichtquelle gemessen sind. Photographiert man nun mittels des Objektivprismas neben das Spektrum des zu untersuchenden Sternes das eines Sternes mit bekannter Radialgeschwindigkeit, so kann man $d\lambda_1$ und $d\lambda_2$ messen, und zwar sind dies differentielle Messungen, die sich mit großer Genauigkeit ausführen lassen, man erhält somit die Radialgeschwindigkeit des zu untersuchenden Sternes, bezogen auf den Stern mit bekannter Radialgeschwindigkeit. Natürlich müssen die Wellenlängen λ_1 und λ_2 korrigiert werden für die Geschwindigkeit des Vergleichssternes. Für die Ausübung dieses Verfahrens ist es wichtig, daß das Objektivprisma eine möglichst hohe Dispersion besitzt, und daß man für die Messungen einen möglichst großen Wellenlängenbezirk benutzt.

Diese Methode benutzt also die Veränderung der Dispersion im Spektrum infolge vorhandener Radialgeschwindigkeit, also einen Effekt höherer Ordnung gegenüber der Verschiebung der Spektren gegeneinander infolge von Radialgeschwindigkeit, und man kann sich nicht wundern, daß Radialgeschwindigkeitsbestimmungen auf diesem Wege sich nicht auch nur mit einiger Sicherheit ausführen lassen, um so mehr, als meistens die Dispersion von Objektivprismen relativ klein ist. Eine wirkliche Ausführung dieses Verfahrens in der Praxis ist bisher nicht veröffentlicht worden.

---

[1] Potsdam Publ. Nr. 69, S. 42 (1913); A. N. 196, S. 117 (1913).

[2] A. N. 138, S. 9 (1895).

[3] Ap. J. 31, S. 372 (1910) = Harv. Circ. 154 (1910).

Kapitel 5

Apparate und Methoden zur Messung der Gesamtstrahlung der Himmelskörper.

Von

WALTER E BERNHEIMER-Wien

Mit 53 Abbildungen

a) Allgemeines zur Messung der Gesamtstrahlung

1 Einleitende Bemerkungen Je nach dem verwendeten Meßapparate erfassen die Strahlungsmessungen die von den Himmelskorpern emittierte Energie in einem engeren oder breiteren Spektralbezirk Dabei ist es naturlich, daß der Meßapparat, z B das Auge oder die Photozelle, die Wirkung der Emissions- und Absorptionslinien sowie des kontinuierlichen Untergrundes des betreffenden Spektralbezirkes nicht zu trennen vermag Ferner ist hervorzuheben, daß eine direkte Vergleichung der Messungsergebnisse verschiedener Apparattypen unzulassig ist, da die Empfindlichkeitsfunktion $A(\lambda)$ fur jeden Apparat verschieden ist Strenggenommen setzt sich die Funktion $A(\lambda)$ noch aus zwei Komponenten zusammen, aus $e(\lambda)$, der Empfindlichkeitsfunktion des eigentlichen Strahlungsempfangers, und $o(\lambda)$, dem Durchlassigkeitsvermogen der gesamten Optik, die von der Strahlung auf dem Wege zum Empfanger passiert werden muß Solange es sich um Relativmessungen handelt, pflegt man $e(\lambda)$ und $o(\lambda)$ zu vernachlassigen, prinzipiell fehlt aber hierfur die Berechtigung

In Erweiterung der Aufgaben der selektiven Strahlungsmessungen bezwecken die Messungen mit nichtselektiven Apparaten, z B mit Bolometer, Thermoelement, Radiometer, die vereinigte Energie aller Wellenlangen oder in Verbindung mit einem Spektralapparat die Energiekurve im ganzen Wellenlangenbereich festzustellen Auf der Erde ist diese Aufgabe nicht restlos zu erfullen, da die Atmosphare der Beobachtung der Strahlung der Himmelskorper sowohl im kurzwelligen als auch im langwelligen Gebiete eine Grenze setzt Will man Absolutwerte der Strahlung erhalten, so muß man fur den nicht beobachteten ultravioletten und infraroten Anteil Korrekturen ermitteln, ein ungemein schwieriges und unbefriedigendes Beginnen, das eigentlich nur dann exakt ware, wenn die Fixsterne schwarze Strahler waren (s z B diesbezugliche Korrekturen bei der Ermittlung der Gesamtstrahlung der Sonne, Ziff 15 u 17) Durch die Wirkung der Erdatmosphare treten aber auch in den von den Meßapparaten erfaßbaren Spektralgebieten Storungen auf derart, als ware die Atmosphare selbst ein selektives Filter (s Abb 38 in Ziff 33) In der Bestimmung der Funktion $a(\lambda)$, des Transmissionskoeffizienten der Erdatmosphare, liegt die wichtigste Aufgabe fur extraterrestrische bzw absolute Strahlungsmessungen Wahrend diesem Probleme bei den Untersuchungen der Sonnenstrahlung stets großte Aufmerksamkeit geschenkt wird ohne daß es freilich bis heute gelungen ist, die auf-

tretenden Schwierigkeiten ganzlich zu uberwinden —, findet man bei den Gesamtstrahlungsmessungen der Fixsterne im allgemeinen nur gewisse Ansatze zur Berucksichtigung der Funktion $a(\lambda)$ Es ist daher in den meisten Fallen noch verfruht, von Ergebnissen absoluter Strahlungsmessungen zu sprechen, unter keinen Umstanden aber dann, wenn die Meßdaten uberhaupt nur auf das Zenit (Luftmasse $m = 1$) reduziert worden sind

Werden fur spezielle Untersuchungen Filter verwendet, so muß man auch noch eine entsprechende Funktion $f(\lambda)$ berucksichtigen Man kann demnach, wenn $E(\lambda)$ die gemessene Strahlung, $E_0(\lambda)$ die wahre extraterrestrische Strahlung des Himmelskorpers und K eine Konstante bedeuten, folgenden Ansatz machen

$$E(\lambda)\, d\lambda = K \quad E_0(\lambda)\, d\lambda \quad A(\lambda) \quad a(\lambda) \quad f(\lambda)$$

Sind alle Funktionen festgelegt, so erhalt man aus der Gesamtstrahlungsmessung einen absoluten Energiewert, der in gcal cm^{-2} min^{-1}, oder durch Multiplikation mit

$$\frac{4,1863}{60} \times 10^7 = 0,6977 \times 10^6$$

in erg cm^{-2} sec^{-1} ausgedruckt wird Fur die Sonne erhalt man nach den letzten Daten (Ziff 20) der Smithsonian-Institution

$$\int_0^\infty E_0\, d\lambda = 1,940 \text{ gcal cm}^{-2}\text{min}^{-1} = 1,3535 \times 10^6 \text{ erg cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$$

fur Beteigeuze, α UMa und Boss 2935 auf Grund der Mt Wilson-Beobachtungen (Ziff 33) die naturgemaß weniger sicheren Werte[1]

Tabelle 1

Stern	Sp	m_v	m_r	gcal cm^{-2} min^{-1}	erg cm^{-2} sec^{-1}
α Ori	M2	$+0^m\,92$	$-1^m,67$	$132,4 \cdot 10^{-12}$	$92,37 \cdot 10^{-6}$
α UMa	G8	$+1\,,95$	$+1\,,11$	$9,1 \cdot 10^{-12}$	$6,35 \cdot 10^{-6}$
Boss 2935	M2	$+7\,,6$	$+5\,,36$	$0,2 \cdot 10^{-12}$	$0,14 \cdot 10^{-6}$

Nach Laboratoriumseichungen sind die entsprechenden Daten fur einen Stern der radiometrischen Große $m_r = 0$

$$17,3 \cdot 10^{-12} \text{ gcal cm}^{-2}\text{min}^{-1} = 12,07 \cdot 10^{-6} \text{ erg cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$$

Die Hauptaufgabe der Gesamtstrahlungsmessungen mit nichtselektiven Instrumenten besteht wohl in der Festlegung absoluter Energiewerte[2] Daneben sind aber die Messungen mit solchen Apparaten auch noch deshalb von Bedeutung, weil es bei Verwendung geeigneter Filter moglich ist, speziellen Aufschluß uber die infrarote Strahlung der Himmelskorper zu gewinnen Inwieweit es gelungen ist, auch mit Hilfe von selektiven Meßapparaten, wie lichtelektrische Zelle und photographische Platte, in das langwellige Spektralgebiet einzudringen, wird in Abschnitt b) dargelegt werden

2 Das Prinzip der Meßapparate Bei den astrophysikalischen Untersuchungen der Gesamtstrahlung kommen je nach der Aufgabe die verschiedensten Apparate zur Anwendung Eine Reihe von Instrumenten dient ausschließlich

---

[1] Die Definition der radiometrischen Helligkeit (Großenklasse) m_r ist in der Ziff 3 gegeben

[2] Die weitere Aufgabe aus den Ergebnissen der Strahlungsmessungen Sterntemperaturen abzuleiten wird von A BRILL in dem Kapitel Die Temperatur der Fixsterne, ds Handb Bd V/1, behandelt Siehe auch Bd IV, Kap 1 Strahlung und Temperatur der Sonne, Beitrag von W E BERNHEIMER, und Bd II/1, Kap 4 Spektralphotometrie, Beitrag von A BRILL

für Strahlungsmessungen der Sonne. Es sind dies vor allem die **Pyrheliometer**. Daneben gibt es noch zahlreiche aktinometrische Meßinstrumente, die zu rein meteorologischen Aufgaben herangezogen werden, bei denen also von vornherein auf extraterrestrische Strahlungswerte verzichtet wird.

Die sog. **sekundären Pyrheliometer** sind einfache, nach dem Kalorimeterprinzip arbeitende Anzeigeinstrumente der Wärmestrahlung. Die gemessene Temperaturzunahme eines Präzisionsthermometers wird der auffallenden Wärmeenergie proportional gesetzt. Wesentlich komplizierter sind die sog. **Primärpyrheliometer**, wie das K. ÅNGSTRÖMsche Kompensationspyrheliometer (Ziff. 9) und die amerikanischen sog. Water-Flow- und Water-Stir-Pyrheliometer (Ziff. 10), die als Standardinstrumente für absolute Sonnenstrahlungsmessungen herangezogen werden. Bei diesen Typen verwendet man Thermoelemente bzw. Platinwiderstandsthermometer in Verbindung mit einem „schwarzen Körper" als Empfänger. Die Thermoelemente bzw. Widerstandsthermometer versehen hier also nur den Dienst als Hilfsinstrumente. Ähnliches gilt hinsichtlich der Thermoelemente für das Pyranometer (Ziff. 16), einen Apparat zur Messung der Himmelsstrahlung, der wegen seiner nunmehrigen Verwendung für Solarkonstantenbestimmungen nach der sog. kurzen Methode (Ziff. 17) ebenfalls als ein astrophysikalisches Meßinstrument bezeichnet werden kann.

Das **Bolometer** bzw. **Spektrobolometer** (Ziff. 12 und 13) dient für Sonnenstrahlungsmessungen, wurde aber auch schon für Strahlungsmessungen der Fixsterne herangezogen (Abschnitt J). Das Bolometer ist im Prinzip ein Widerstandsthermometer. In einer Wheatstoneschen Brücke werden zwei Zweige durch dünne geschwärzte Metallstreifen von hohem Temperaturkoeffizienten (z. B. aus Platin, Nickel) gebildet, einer von ihnen dient als Empfänger. Die anderen beiden Zweige der Brücke sind Manganindrähte. Die durch Bestrahlung des Empfängers bewirkte Widerstandsänderung der Brücke wird galvanometrisch gemessen.

Die Hauptinstrumente[1] für nichtselektive Strahlungsmessungen der Fixsterne sind **Thermoelemente**, **Radiomikrometer** und **Radiometer**. Im Gegensatz zum Bolometer entfällt bei diesen Typen eine Batterie als Stromquelle. **Thermoelemente**, die je nach der Aufgabe einzeln oder zu sog. Thermosäulen vereinigt verwendet werden, bestehen aus dünnen Drähten verschiedener Legierung, die an den Enden zusammengelötet sind. An den Lötstellen bilden kleine Scheibchen (meist aus Zinn) die eigentlichen Empfänger bei den astrophysikalischen Messungen. Man bezeichnet das bestrahlte Scheibchen als **warme** oder **aktive**, das unbestrahlte als **kalte** oder **inaktive** Lötstelle. Die bei der Bestrahlung eines Empfängerscheibchens aus der Temperaturdifferenz der „warmen" und „kalten" Lötstelle sich entwickelnde Thermokraft wird galvanometrisch gemessen (s. Ziff. 29 bis 33 und 40). Mitunter werden abwechselnd beide Empfängerscheibchen bestrahlt, womit eine Verdoppelung des Galvanometerausschlages verbunden ist (vgl. Abb. 37, Ziff. 33).

Radiometer und Radiomikrometer werden in der Literatur vielfach nicht auseinandergehalten oder auch miteinander verwechselt[2], sind aber nach Aufbau und physikalischer Wirkungsweise völlig wesensverschieden.

Das **Radiomikrometer** ist die Kombination eines Thermoelementes mit einer in einem Magnetfelde hängenden Drahtschleife. Die von der Erwärmung der Lötstelle ausgelöste Thermokraft bewirkt einen Strom in der Schleife. Die nun-

[1] Zahlreiche Literaturangaben finden sich u. a. in W. W. COBLENTZ, J. Opt. Soc. Amer. 5, S. 131 (1921) und in derselben Zeitschrift 7, S. 439 (1923).

[2] Zum Beispiel MÜLLER-POUILLET, Lehrbuch d. Phys. V/2, Phys. d. Kosmos, S. 61 u. 272. Braunschweig 1928.

mehr einsetzende BIOT-SAVARTsche Kraft dreht die Drahtschleife in die Richtung senkrecht zum Magnetfelde, in entgegengesetzter Richtung macht sich das Bestreben des Aufhängefadens bemerkbar, die Ruhelage wieder zu erreichen. Der bei dem schließlich erfolgenden Ausgleich der Kräfte sich ergebende Torsionswinkel der Schleife dient als Maß der einstrahlenden Energie (s. Ziff. 27).

Das Radiometer, wie es bei astrophysikalischen Untersuchungen verwendet wird, beruht auf Neukonstruktionen der CROOKESschen Lichtmühle. In einem evakuierten Gefäß sind die Radiometerflügel, an den Vorderseiten geschwärzte Scheibchen, drehbar an einem Quarzdraht aufgehängt. Bei Bestrahlung der Vorderseite eines Flügels setzt eine Drehung des Radiometers ein, hervorgerufen durch den Rückstoß der auftreffenden Gasmoleküle (Radiometerkraft). In entgegengesetzter Richtung sucht der Aufhängefaden wieder in die ursprüngliche Lage zurückzukehren. Der Drehungswinkel, angezeigt durch die Stellung eines am Radiometer befestigten Spiegelchens, ist ein Maß der zu untersuchenden Strahlungsintensität.

Wie bereits angedeutet, werden in der Literatur die genannten Instrumente und die mit ihnen ausgeführten Messungen der Gesamtstrahlung nicht immer richtig unterschieden. So spricht man mitunter von radiomikrometrischen Messungen und meint Untersuchungen mit einem Radiometer, man erwähnt radiometrische Messungen, das verwendete Instrument war aber kein Radiometer, sondern ein Thermoelement.

Prinzipiell sollten die Messungsergebnisse der Gesamtstrahlung, gleichgültig, ob sie mit Thermoelement, Radiomikrometer oder Radiometer gewonnen sind, als radiometrische Helligkeiten (s. die Definition in Ziff. 3) bezeichnet werden. 1925 lehnt W. W. COBLENTZ[1] die Bezeichnung bolometrische Größenklasse deshalb ab, weil das Bolometer nur eines von mehreren nichtselektiven Instrumenten sei. Eine scharfe Unterscheidung der Begriffe radiometrische und bolometrische Helligkeit muß aber vor allem aus folgenden Gründen vorgenommen werden.

Radiometrische Helligkeiten sind die Ergebnisse der Messungen der Gesamtstrahlung der Sterne, wobei es gleichgültig ist, welcher Instrumente man sich bei der Beobachtung bedient hat. Als bolometrische Helligkeiten bezeichnet man dagegen die theoretischen Idealwerte der Gesamtstrahlung. Sie haben demnach mit dem Bolometerinstrumente nichts zu tun und können überhaupt niemals durch direkte Messungen erfaßt werden, da die Voraussetzung fehlt, daß die in Ziff. 1 genannten Funktionen $A(\lambda)$, die Empfindlichkeitsfunktion der ganzen Apparaturen, und $a(\lambda)$, der Transmissionskoeffizient der Atmosphäre, Konstanten sind.

Die auf dem Mt. Wilson durch thermoelektrische Messungen gewonnenen radiometrischen Helligkeiten (s. Ziff. 33) sind unter gewissen vereinfachten Annahmen in bolometrische Helligkeiten (s. folgende Ziffer) umgewandelt worden. Die notwendigen Reduktionen in strengerer Weise durchzuführen, wird eine dankbare Aufgabe für die Zukunft sein.

3. Definition der Begriffe bolometrische und radiometrische Größe, Wasserzellenabsorption und Wärmeindex. Als theoretisches Maß für die absolute Gesamtstrahlung wird die bolometrische Helligkeit m_b, ausgedrückt in Größenklassen, eingeführt[2], wobei, wie in Ziff. 2 hervorgehoben, die Wellenlängenabhängigkeit der Apparatur fortfällt. Zur Reduktion bolometrischer Helligkeiten auf ein System, das auf Beobachtungen beruht und bei dem demnach die Funktionen $A(\lambda)$ und $a(\lambda)$ auftreten, bedarf es der Einführung von Korrek-

---

[1] J. Franklin Inst. 1925, S. 5. [2] A. S. EDDINGTON, Z. f. Phys. 7, S. 251 (1921).

tionen, die vom Spektraltypus des strahlenden Sternes abhangig sein werden Nimmt man an, daß die Sternstrahlung dem PLANCKschen Gesetz folge, so konnen die genannten Korrektionen in ihrer Beziehung zu c_2/T, d i zur effektiven Temperatur der Sterne, dargestellt werden Die Korrektion wird ein Minimum bei einem Stern jener effektiven Temperatur aufweisen, die der Temperatur eines schwarzen Korpers gleichkommt, der fur die betreffende Apparatur die maximale Wirksamkeit aufweist Fur den Augenapparat ist dies nach EDDINGTON die Temperatur von 6500° Die hinsichtlich des Nullpunktes naturlich willkurliche bolometrische Großenskala wird nun so festgesetzt, daß fur Sterne der effektiven Temperatur von 6500° die Korrektur verschwindet, also $m_b = m_v$ wird Die erste Korrektionstabelle, berechnet nach NUTTINGS[1] Messungen fur die Energien im visuellen System, wurde 1921 von A S EDDINGTON[2] veroffentlicht und 1923 von K F BOTTLINGER[3] erweitert 1924 hat J HOPMANN[4] im Zusammenhang mit seinen kolorimetrischen Untersuchungen eine Tabelle gegeben, die von den fruheren nur wenig verschieden ist In Tabelle 2 findet sich die Korrektionstabelle, die EDDINGTON zuletzt veroffentlicht hat[5] Die Differenzen gegenuber der ersten Tabelle EDDINGTONS sind nur unbedeutend und betragen fur T_{eff} — 3000° 0m,04, fur 6000° 0m,02 und fur 12,000°, die letzte in der ersten Tabelle angefuhrte Temperatur, 0m,05

Tabelle 2
Tabelle der Korrektionen $m_b - m_v$ fur verschiedene T_{eff} (nach EDDINGTON)

T_{eff}	$m_b - m_v$	T_{eff}	$m_b - m_v$	T_{eff}	$m_b - m_v$
2500°	2m,71	6000°	−0m,02	11500°	−0m,50
2750	2 ,13	6500	−0 00	12000	−0 ,58
3000	1 ,67	7000	−0 ,00	13000	−0 ,73
3250	1 ,32	7500	−0 02	14000	−0 89
3500	1 ,03	8000	−0 06	15000	−1 ,04
3750	0 ,80	8500	−0 ,10	16000	−1 ,19
4000	0 ,62	9000	−0 ,16	17000	−1 ,34
4250	0 ,47	9500	−0 ,22	18000	−1 ,49
4500	0 ,35	10000	−0 ,29	19000	−1 63
5000	0 ,18	10500	−0 ,36	20000	−1m,77
5500	0m,08	11000	−0m,43		

In gleicher Weise wie zwischen bolometrischem und visuellem System wurde auch eine Beziehung zwischen bolometrischem und radiometrischem System der Gesamtstrahlungsmessungen aufgestellt Vorher mußte naturlich die Umwandlung der radiometrischen Messungsergebnisse in ein Großenklassensystem und die Festlegung des Nullpunktes dieser radiometrischen Großenskala erfolgen

Wahrend z B bei den thermoelektrischen Untersuchungen von COBLENTZ (s Ziff 31) nur die bei den einzelnen Sternen erzielten Galvanometerausschlage veroffentlicht wurden, haben PETTIT und NICHOLSON[6] ihre Messungsergebnisse in ein radiometrisches Großenklassensystem eingeordnet Die gewahlte Bezeichnung „radiometrische Großenklasse" stammt aus dem Jahre 1922[7] Zur Definition des Nullpunktes wurde festgelegt Es soll die radiometrische Große eines Sternes S gleich sein der visuellen Großenklasse eines typischen A0-Sternes, der den bei S beobachteten Galvanometerausschlag ergeben wurde Als Standardstern der Klasse A0 wahlte man α Lyr (m_v = 0,14), der bei den ersten Versuchen am Hooker-Spiegel einen Ausschlag von 42,41 mm hervorgerufen hatte Bei-

[1] Phil Mag (6) 29 S 301 (1915) [2] Z f Phys (l c)
[3] Berlin-Babelsberg Veroff 3 Nr 4 (1923) [4] A N 222, S 232 (1924)
[5] Der innere Aufbau der Sterne, Tab 16, S 171 Berlin 1928
[6] Ap J 68, S 279 (1928) [7] Publ A S P 34, S 181 (1922)

spielsweise gab nun R Leo ($m_v = 9^m{,}2$, Md) einen Ausschlag von 17,56 mm Einen gleich großen Ausschlag erzielt aber ein A0-Stern der visuellen Helligkeit $m_v = 1^m{,}10$ Es ist demnach die radiometrische Großenklasse von R Leo $m_r = 1^m{,}1$

Die derart definierte radiometrische Helligkeit berucksichtigt weder $a(\lambda)$ noch $A(\lambda)$ (s Ziff 1), es ist daher unter keinen Umstanden zulassig, etwa in einem derartigen Falle von bolometrischen Helligkeiten zu sprechen

In der bereits genannten Veroffentlichung aus dem Jahre 1922 werden auch Warmeindex (W I) und Wasserzellenabsorption definiert Es ist

$$\text{W I} = m_v - m_r\,,$$

wobei 1928 noch genauer festgelegt wurde[1], daß sowohl bei m_r wie bei m_v die Zenitreduktion (Reduktion auf Luftmasse $m = 1$ Mt Wilson), bei m_r uberdies die Reduktion auf ein Steinsalzfenster des Empfangergefaßes und auf einen bestimmten Reflexionszustand der beiden verwendeten Spiegel durchgefuhrt wird Nach der oben angefuhrten Definition ist also fur den Standardstern der Spektralklasse A0 der Warmeindex gleich Null

Durch Verwendung einer Wasserzelle von 1 cm Dicke als Filter (s Ziff 31 und 33) gewinnt man die sog Wasserzellenabsorption (W Z A), die folgendermaßen abgeleitet wird Es ist der in Großenklassen ausgedruckte Bruchteil der von der Wasserzelle absorbierten Strahlung

$$\text{W Z A} = 0{,}4 \log \frac{\text{Galvan -Ausschlag ohne Zelle}}{\text{Galvan -Ausschlag mit Zelle}}$$

Bei der W Z A ist eine Zenitreduktion nicht eingeschlossen, da fur die beobachteten Zenitdistanzen die Differentialextinktion als unbedeutend angenommen wurde Fur die Ableitung von Sterntemperaturen (s ds Handb V/1, Kap 3 A BRILL, Die Temperaturen der Fixsterne, Ziff 22) ist die W Z A dem W I insofern uberlegen, daß die Empfindlichkeitsfunktion der W Z A sicherer festgelegt werden kann, als die in den W I eingehende Empfindlichkeitsfunktion des Augenapparates

In die oben definierten Großenklassenskalen der radiometrischen Helligkeit, des W I und der W Z A , laßt sich auch die Meterkerze einordnen Im System des Mt Wilson ist fur diese Standard-Lichtquelle $m_r = -20^m{,}00$, der W I $5^m{,}82$, wenn m_v zu $-14^m{,}18$ angenommen wird[2] und die W Z A zu $2^m{,}7$

Der Zusammenhang zwischen bolometrischen und radiometrischen Helligkeiten ist schließlich durch folgenden Ausdruck gegeben

$$m_b = m_r - \Delta m_r + (\text{W I}^* + \Delta m_r^*)$$

Hier bedeuten Δm_r die an die beobachtete radiometrische Große m_r anzubringende Korrektion fur $A(\lambda)$, den Strahlungsverlust in der Apparatur, und $a(\lambda)$, den Transmissionskoeffizienten der Erdatmosphare Die im Klammerausdruck zusammengefaßte additive Konstante dient zur Festlegung des Skalennullpunktes und bedeutet den W I plus der Reduktionsgroße auf extraterrestrische Strahlung fur den Standardstern, dessen bolometrische Helligkeit gleich der radiometrischen angenommen wird E PETTIT und S B NICHOLSON[1] bestimmten den Nullpunkt aus radiometrischen Daten von Procyon, ε Leo und acht Riesen der Spektralklassen F5—G5 Von EDDINGTONS Bestimmungen weicht ihre Skala nur um etwa 0,1 Großenklassen ab Sie erhalten dann den Klammerausdruck $(\text{W I}^* + \Delta m_r^*) = +0{,}9$ Bei der Unsicherheit in der Bestimmung von Δm_r kann die nach dieser

[1] Ap J 68 S 279 (1928) [2] Smithson Phys Tables 1921, S 413

Formel aus m_r abgeleitete bolometrische Helligkeit naturgemaß nur als ein angenaherter Wert angesehen werden

b) Selektive Strahlungsmessungen im Infraroten

4 Die Anwendung der Selenzellen Handelt es sich darum, selektive Strahlungsmessungen hoher Genauigkeit durchzufuhren, so sind die lichtelektrischen Methoden[1] allen anderen Methoden weit uberlegen Abgesehen von den in Ziff 5 angefuhrten Photozellen wird durchweg im kurzwelligen Spektralbereiche gearbeitet Das Maximum der Empfindlichkeit der in Babelsberg vorwiegend verwendeten Kalium-Argon-Zellen liegt bei λ 4400, das der Na-Zelle etwa bei λ 4200, das der Rubidiumzellen etwa bei λ 4800 Durch P GUTHNICK[2] und H ROSENBERG[3] ungefahr gleichzeitig der Astrophysik dienstbar gemacht, haben die Alkalizellen im Laufe der Jahre in Neubabelsberg und neuerdings auch auf einigen amerikanischen Sternwarten ein außerordentlich aufschlußreiches und zuverlassiges Material geliefert In jungster Zeit wurden Alkalizellen auch zur Strahlungsmessung von Sternhaufen und Nebeln herangezogen[4] Mit der Kaliumzelle und Blau- bzw Gelbfilter sind wichtige Farbenindexbestimmungen vorgenommen worden[5], die zeigen, daß die Nachteile eines schmalen ausgefilterten Spektralbereiches durch die Vorteile der außerordentlichen Meßgenauigkeit im weitesten Maße ubertroffen werden, so daß diese Farbenindizes den photographischen etwa um das Doppelte uberlegen sind Gelingt es, den Untersuchungsbereich noch weiter gegen die langen Wellen hin auszudehnen, so wird man aus der Kombination mehrerer mit lichtelektrischen Methoden in verschiedenen Spektralbereichen gewonnener Strahlungsmessungen wichtige Aufschlusse uber die spektrale Energieverteilung der Sterne bekommen konnen

Die Selenzellen ermoglichen, auch mit lichtelektrischen Methoden in das langwellige Spektralgebiet einzudringen, und sind wegen dieser Eigenschaft, die eine Erganzung der mit den Alkalizellen gewonnenen Ergebnisse gestattet, in neuerer Zeit wieder starker beachtet worden Historisch gesehen, reicht die astrophysikalische Anwendung der Selenzellen weiter zuruck Bereits 1895 veroffentlicht G M MINCHIN eine Arbeit „The Electrical Measurement of Star-Light"[6] Er arbeitete an einem Spiegel mit selbstkonstruierten primaren Selenzellen[7] und untersuchte ein Dutzend Sterne bis herab zu 3^m, darunter auch die Planeten Venus und Jupiter Spater wurde die Selenzelle wohl erst wieder von E RUHMER mit der nach ihm benannten Konstruktion bei der partiellen Sonnenfinsternis 1902 Mai 31[8] und der totalen Mondesfinsternis 1903 April 11 verwendet[9] Die Sonnenfinsternis 1905 August 30 brachte Untersuchungen von TH WULF und J D LUCAS[10] in Tortosa Registrierungen wurden nicht vorgenommen. Dagegen erfolgte eine Registrierung der Sonnenstrahlung mittels einer Ruhmer-Zelle bei derselben Finsternis durch die Hamburger Expedition in Souk-Ahras[11] In der Veroffentlichung ist der Intensitatsverlauf in Lux dargestellt Eine weitere photographische Registrierung von Selenmessungen hat L ANCEL[12] bei der

[1] Siehe die ausfuhrlichen Darlegungen im Beitrag von H ROSENBERG, ds Handb II/1, Kap 4

[2] A N 196 S 357 (1913) [3] V J S 48, S 210 (1913)

[4] J STEBBINS, Wash Nat Ac Proc 19, S 222 (1933)

[5] P GUTHNICK, Berlin-Babelsberg Veroff 2, H 3, S 30 (1918), P GUTHNICK u P HUGELER A N 210, S 345 (1920), K F BOTTLINGER, Berlin-Babelsberg Veroff 3, H 4 (1923), W BECKER, ebenda 10, H 3 (1933)

[6] London R S Proc 58, S 142 (1895), s auch ebenda 59, S 231 (1896)

[7] Phil Mag (5) 31, S 207 (1891) [8] Weltall 3, S 63 (1902)

[9] Weltall 3, S 200 (1903), s auch Elektrotechn Z, Dezember 1904

[10] Phys Z 6, S 838 (1905) [11] Hamburg Astr Abh 3, Nr 1 (1913)

[12] C R 155, S 267 (1912)

Finsternis 1912 April 17 vorgenommen. Er verwendete bereits recht empfindliche Zellen, 34 × 23 mm, mit sehr dünner Selenschicht. Wenige Jahre später gibt E. E. FOURNIER D'ALBE[1] der Meinung Ausdruck, daß es möglich sein werde, mit Selenzellen Sterne der Größenklasse 17^m zu entdecken.

Die bedeutendsten Verbesserungen des Selenphotometers sind jedoch J. STEBBINS[2] zu verdanken. 1907 erschien seine erste Veröffentlichung, eine Selenphotometrie des Mondes unter Verwendung von Ruhmer-Zellen, hauptsächlich aber von neuen Giltay-Zellen. Die Zeit der maximalen Phase der partiellen Mondfinsternis wurde auf 1^m genau bestimmt. Im Gegensatz zu der bei den bereits genannten Versuchen von RUHMER gewählten Dauerbelichtung erfolgen nunmehr Expositionen von 10^s, eine Methode, die sich auch später bewährt hat. Beobachtungen außerhalb der Finsternis zeigten die Variation der Totalhelligkeit mit der Phase, wobei die Intensitätsskala an die Normalkerze angeschlossen wurde. Die verschiedenen Farbenempfindlichkeiten der Ruhmer- und Giltay-Zellen werden erkannt und im folgenden Jahre näher untersucht.[3] Den Zellen ist ein charakteristisches Maximum in der Gegend von λ 7000 eigen, bei den Giltay-Zellen findet sich noch ein sekundäres Maximum bei λ 5900. Im übrigen gilt hier ähnlich wie bei den Alkalizellen, daß die selektive Empfindlichkeit bei jedem einzelnen Individuum gesondert untersucht werden muß. Die spektrale Empfindlichkeit der Selenzellen läßt sich bei der Herstellung bis zu einem gewissen Grade beeinflussen. Diesbezügliche Versuche wurden von F. C. BROWN und L. P. SIEG[4] eingehend diskutiert. Wie A. H. PFUND[5] in einer wenig beachteten Notiz hervorhebt, sind die von STEBBINS und BROWN gegebenen Kurven keine absoluten Empfindlichkeitskurven, da die Energieverteilung der Lichtquelle (Sonne) dabei nicht berücksichtigt worden ist. Er bemerkt auch gegenüber STEBBINS, man dürfe selenphotometrische Ergebnisse nicht ohne weiteres mit visuellen vergleichen, da die effektiven Wellenlängen verschieden seien. Dies ist natürlich richtig, doch liegt gerade in der Verschiedenheit des Empfindlichkeitsmaximums der Wert der neuen Methode, ein Umstand, der 1918 wohl noch nicht klar zu erfassen war. PFUND erwähnt noch nebenbei, daß es nicht schwierig sei, Selenzellen zu verwenden, deren effektive Empfängerfläche bis auf weniger als 1 mm² herabgesetzt werde. Es sei dann möglich, diese Fläche durch extrafokale Sternbilder zu erfassen, wodurch in Verbindung mit einem hochempfindlichen Galvanometer gute Ergebnisse erwartet werden können. Der Gedankengang von PFUND war richtig und wurde durch die 1930 von W. E. BERNHEIMER[6] veröffentlichten Versuchsergebnisse bestätigt. Bei den STEBBINSschen Untersuchungen von 1910, die als die klassischen astrophysikalischen Selenarbeiten zu bezeichnen sind, wird aber noch mit Selenzellen großer Flächen gearbeitet. Die STEBBINSsche Anordnung verwendet eine Giltaysche Drahtzelle von 18 × 26 mm Fläche, das extrafokale Sternbild hat einen Durchmesser von 7 mm. Wegen der starken Temperaturabhängigkeit wurde der an einen 12-Zoller montierte Empfänger in Eis gepackt.

Mit einem empfindlichen Galvanometer (1 mm Ausschlag auf einer Skala in 1 m Entfernung = $2{,}4 \cdot 10^{-10}$ Amp) gelang es dann, Sterne bis $3^m{,}5$ zu erfassen. Veröffentlicht wurden Beobachtungen des HALLEYschen Kometen[7] und der Lichtschwankungen des Algol[8]. Bei letzterer Untersuchung konnte das sekundäre Minimum aufgedeckt werden. Versuche mit einem Selenphotometer sind erst

[1] The Illuminating Engineer 10, S. 115 (1917). [2] Ap J 26, S. 326 (1907).
[3] J. STEBBINS, The Colour-Sensibility of Selenium Cells. Ap J 27, S. 183 (1908).
[4] Phys Rev (2) 4, S. 48 (1914). [5] Ap J 28, S. 83 (1908).
[6] V J S 65, S. 255 (1930). [7] Ap J 32, S. 179 (1910).
[8] Ap J 32, S. 185 (1910).

neuerdings wieder von W E BERNHEIMER[1] aufgenommen worden An Stelle der Giltayschen Drahtzelle wurde mit einer Thirringschen Kondensatorzelle mit kreisförmiger Selenfläche von 1 mm Durchmesser bei einem extrafokalen Sternbilde von 0,6 mm Durchmesser gearbeitet Diese Anordnung brachte gegenüber der STEBBINSschen Apparatur einen wesentlichen Gewinn mit sich So konnten 1930 Juli noch Sterne $7^m,8$ erfaßt werden Durch Verwendung einer zweiten Zelle, die in der Brückenschaltung als Kompensationszelle diente, war es möglich, auf Eispackungen zur Konstanthaltung der Temperatur zu verzichten Bei Untersuchungen des Lichtwechsels des Cepheiden η Aql, die BERNHEIMER mit dieser Apparatur vorgenommen hat[2], gelang der Nachweis eines ungewöhnlichen Lichtausbruches, der zeitlich mit dem Einsetzen der sekundären Welle in der Lichtkurve dieses Veränderlichen zusammenfiel

Die verwendete Kondensatorzelle besitzt ähnlich wie die Giltayzelle ein ausgeprägtes Maximum λ 7100, die Empfindlichkeit reicht jedoch, wie aus Abb 1 hervorgeht, noch wesentlich weiter in das langwellige Gebiet hinein Auch diese Kurve kann wegen Nichtberücksichtigung der Energieverteilung im Spektrum der verwendeten Lichtquelle nicht als absolut bezeichnet werden Sie zeigt jedoch in deutlicher Weise das spektrale Verhalten der Selenzelle relativ zum Thermoelement (s Ziff 30 und 10), welch letzteres die Integralstrahlung bis in das äußere Infrarot zu messen gestattet

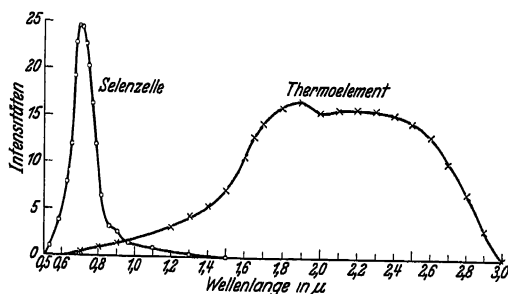



Abb 1 Vergleichung der spektralen Empfindlichkeitsverteilung bei Selenzelle und Thermoelement

Es wäre für die weitere Entwicklung der Energiemessungen in den Sternspektren von Bedeutung, wenn es in Zukunft gelänge, neben den von Kaliumzelle und Selenzelle zu messenden Spektralgebieten noch einen dritten weit im Infrarot gelegenen Bereich mit gleicher Genauigkeit lichtelektrisch zu erfassen Dies ist nicht unmöglich, wenn auch bisher das dafür in jeder Hinsicht geeignete Material noch nicht gefunden ist Nach G P BARNARD[3] kennt man jedenfalls noch 19 Substanzen, die ähnlich wirken wie Se, jedoch Maxima aufweisen, die wesentlich weiter im langwelligen Gebiete liegen So haben Thalofidezellen[4] (Thalliumoxysulfid) einen ähnlichen Dunkelwiderstand wie Selenzellen Die genannte Substanz wird auf eine Quarzplatte aufgeschmolzen und in ein evakuiertes Rohr aus Kupfer-Rubinglas eingesetzt Die Versuche ergaben, daß die Empfindlichkeit bis λ 12000 reicht, das Hauptmaximum lag bei λ 10000, ein sekundäres Maximum bei λ 8500 Eine starke Empfindlichkeitszunahme, insbesondere im kurzwelligen Bereiche, ist bei abnehmender Temperatur festzustellen

Bi_2S_3-Zellen sind im visuellen Gebiete allem Anschein nach sogar noch empfindlicher als Selenzellen, bei Abkühlung auf $-166°$ zeigten sich zwei Maxima bei λ 6400 und λ 10000 Ag_2S-Zellen weisen ein Empfindlichkeitsmaximum bei λ 13500 auf, MoS_2-Zellen bei λ 7000, 8500, 10200 und selbst noch bei λ 18000 Astrophysikalische Anwendungen all dieser genannten Zellen sind bisher noch

[1] V J S 65, S 255 (1930), Forsch u Fortschr 7, S 83 (1931), Lund Medd II, Nr 61 (1931)
[2] Lund Medd II, Nr 61 (1931) [3] The Selenium Cell London 1930
[4] T W CASE, Phys Rev 15, S 289 (1920)

nicht bekanntgeworden, dagegen liegen neuerdings Versuche mit Casium-Photozellen vor, die im Infrarot eine große Empfindlichkeit besitzen

5 Versuche mit Photozellen im Infraroten In jungster Zeit hat J S HALL[1] auf dem Yale-Observatorium Versuche angestellt, um mit Hilfe von Alkalizellen in das langwellige Spektralgebiet vorzudringen Wie u a R SEWIG[2] gezeigt hat, reicht von den bisher verwendeten Photozellen die Casiumzelle noch am weitesten in das rote Spektralgebiet hinein HALL verwendet nun Zellen, die von den Bell-Telephon-Laboratories nach einer Konstruktion von C H PRESCOTT herausgebracht wurden und als „Casiumoxyd-auf-Silber-Photozellen" bezeichnet werden Nach den Angaben von HALL besitzen sie ihre Maximalempfindlichkeit bei λ 8000 Nahere Angaben uber die Konstruktion sind in Aussicht gestellt, bisher aber noch nicht veroffentlicht worden Die neuen Zellen zeigten die unwillkommene Erscheinung, daß auch ohne Belichtung der Kathode Photostrome auftreten Nach Laboratoriumsuntersuchungen von KOLLER[3] und neueren Versuchen von KINGSBURRY und STILWELL[4] ist dieser Dunkelstrom sowohl von der Temperatur als auch von der angelegten Spannung abhangig Er laßt sich nach den Erfahrungen von HALL durch Abkuhlung der Zellen auf $-10°$ bis auf $3 \cdot 10^{-11}$ Amp herabsetzen Fur erfolgversprechende astronomische Arbeiten ist dieser Betrag naturlich noch immer um einige Zehnerpotenzen zu groß In ahnlicher Weise wie bei den alteren Selenarbeiten (s Ziff 4) wurde mit einer Kuhlung vorgegangen, und zwar die Temperatur durch CO_2-Schnee bis auf etwa $-40°$ herabgesetzt Es ist so gelungen, den Dunkelstrom unter $5 \cdot 10^{-14}$ Amp zu bringen, ja bei der zuletzt verwendeten Zelle soll er nicht einmal mehr $5 \cdot 10^{-16}$ Amp erreicht haben Nach Gottinger Versuchen[5], von F LOHLE vorgenommen, leiden aber diese Zellen offenbar durch einen derartigen Abkuhlungsprozeß Die HALLsche Zelle ist in einem Dewargefaß montiert Als Exsikkator wird, wie vielfach ublich, Phosphorpentoxyd verwendet Bei den Arbeiten am 15 zolligen Loomiszolostaten wurden gleiche Ausschlage fur einen A0-Stern der Große 4^m und einen K0-Stern der Große 5^m erzielt Fur die Sterne des Bereiches von $3^m,0$ bis $6^m,5$ ließ sich eine angenaherte Proportionalitat zwischen Helligkeit und Photostrom feststellen Nach einem kurzen Bericht auf dem Meeting der Amer Astr Soc 1932, Dezember[6], sind inzwischen großere Beobachtungsreihen erhalten worden Der w F einer Yale-Helligkeit wird zu $\pm 0^m,012$ angegeben Inwieweit sich die HALLschen Photozellen fur die Erforschung der Infrarotstrahlung der Gestirne eignen, kann erst nach dem Vorliegen der einzelnen Ergebnisse entschieden werden Den bereits genannten Versuchen von F LOHLE zufolge durften aber derartige Photozellen fur astrophysikalische Untersuchungen großter Genauigkeit nicht genugende Stabilitat besitzen

6 Die Erschließung des langwelligen Spektralbereiches mittels der photographischen Platte Das langwellige Spektralgebiet, das lange Zeit hindurch nur durch Selenphotometer, Radiometer und die thermoelektrischen Meßmethoden erfaßt werden konnte, wird in den letzten Jahren nun allmahlich auch durch photographische Hilfsmittel der Beobachtung zuganglich gemacht

Die Entwicklung begann wohl mit den Untersuchungen der Hochster Farbwerke, woselbst durch E KONIG und B HOMOLKA wichtige Rotsensibilisatoren entdeckt wurden Es handelt sich hier um die Farbstoffe Pinazyanol und Dizyanin, durch die die Maximalempfindlichkeit sensibilisierter Platten gegen den langwelligen Spektralbereich hin ausgedehnt werden konnte Im ersteren Fall liegen

---

[1] Wash Nat Ac Proc 18, S 365 (1932)
[2] Z f Phys 76, S 91 (1932)
[3] Phys Rev 33, S 1082 (1929)
[4] Phys Rev 37, S 1549 (1931)
[5] Z f Astrophys 6, S 293 (1933)
[6] Publ A A S 7, S 147 (1933)

die Empfindlichkeitsmaxima bei λ 6400, im zweiten bei λ 6900 Eine der ersten astronomischen Anwendungen stammt wohl von R W WOOD[1] Er berichtet, 1916 auf der Mt Wilson Sternwarte u a auch infrarote Jupiter- und Saturnaufnahmen erhalten zu haben, die mit panchromatischen Spezial-Platten und einem von der Eastman-Kodak-Gesellschaft gelieferten Gelatinefilter (Durchlässigkeit über λ 7000) vorgenommen wurden Nähere Angaben, insbesondere über Sensibilisierung der Platten, liegen nicht vor

Ein wesentlicher technischer Fortschritt findet sich in einer Arbeit von G SCHEIBE[2], die einen Farbstoff beschreibt, mit dem eine noch weiter in das infrarote Gebiet hineinreichende Sensibilisierung photographischer Platten möglich sei Als Empfindlichkeitsmaximum wird λ 7110 angegeben, es scheinen jedoch

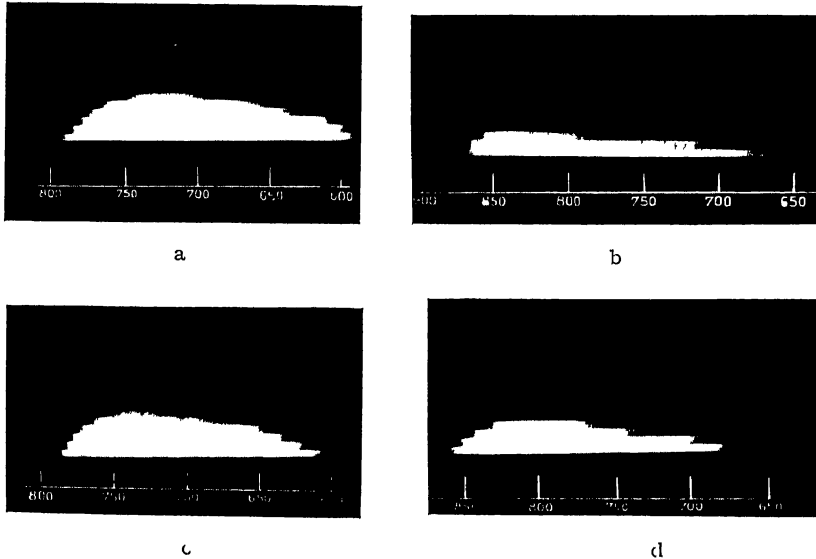



Abb 2 Die spektrale Empfindlichkeit infrarot sensibilisierter Platten, aufgenommen durch Agfa-Rotfilter Nr 42 Folgende Sensibilisatoren sind angewendet a) Rubrozyanin, b) Allozyanin, c) Agfa-Farbstoff 730, d) Agfa-Farbstoff 810 Die Belichtungszeit ist bei a, c und d dieselbe, bei b zehnmal so groß [Veröff d wiss Zentr Lab d I G Farben A G 1 (1930)]

mit diesem Sensibilisator keine nennenswerten praktischen Erprobungen angestellt worden zu sein 1920 folgte der von der Eastman-Kodak-Gesellschaft herausgebrachte wichtige Farbstoff Kryptozyanin, der E Q ADAMS und H L HALLER[3] zu verdanken ist Rund 300 Å sind damit gewonnen, die größte Empfindlichkeit liegt etwas über λ 7400 Für die von W H WRIGHT[4] 1924 auf der Lick-Sternwarte vorgenommenen bedeutsamen Untersuchungen des Mars im infraroten Lichte wurde von der Eastman-Kodak-Gesellschaft eine spezielle Kryptozyaninplatte mit einem Empfindlichkeitsmaximum bei λ 7600 hergestellt, die in Verbindung mit dem Filter Wratten Nr 7 verwendet wurde WRIGHT machte schon damals darauf aufmerksam, daß die kräftige Sauerstoffbande A der Erdatmosphäre sich naturgemäß bei Benutzung dieser Platte bemerkbar macht und als unerwünschtes Farbfilter wirksam wird Bei den neuen Aufnahmen gelegentlich der Marsopposition 1926[5] hat W H WRIGHT in sechs Spektralbereichen gearbeitet

[1] Ap J 43, S 310 (1916) — Mt Wilson Contr Nr 113
[2] Diss Erlangen 1918, S 10
[3] J Amer Chem Soc 42, S 2661 (1920)
[4] Lick Bull 12, S 48 (1924)
[5] Lick Bull 13, S 50 (1927)

Hier interessieren nur die Rot- und Infrarotaufnahmen Die ersteren erfolgten mit Eastman-Process-Pinazyanol-Platte (Nr 4407P), Maximalempfindlichkeit bei λ 6500, die anderen wieder mit Eastman-Process-Kryptozyanin-Platte (Nr 4407C), Empfindlichkeitsmaximum bei λ 7600 In beiden Fallen wurde jedoch nicht mehr mit Gelatinefiltern gearbeitet, sondern mit farbigen Selenumglasfiltern von Chance-Hilger Im selben Jahre sind auch Eastman-Kryptozyanin-Platten von F E Ross[1] fur Infrarotaufnahmen des Mars, 1927 ebenfalls von Ross fur Venusaufnahmen[2] verwendet worden

Neben den wichtigen mit Bolometer und Thermosaule vorgenommenen Untersuchungen uber die langwellige Koronastrahlung (s Ziff 22) liegen auch photographische Arbeiten vor, die mit sensibilisierten Platten erfolgt sind So haben E PETTIT und S B NICHOLSON[3] mit Spezialrapid-Panchromatic Platten und Eastmanfilter „F" den jenseits λ 6100 gelegenen Spektralbereich untersucht, anderseits haben bei derselben Sonnenfinsternis H D CURTIS und K BURNS[4] mit einem Dizyaninfilm gearbeitet, der eine Untersuchung des Koronaspektrums und des Flashspektrums im Spektralbereiche λ 5800 bis λ 8800 ermoglichte

Ein dem Kryptozyanin ahnlicher Sensibilisator ist im Jahre 1928 von der I G Farben A-G unter dem Namen Rubrozyanin in den Handel gebracht worden Hierher gehort auch die Platte „A Calzavarra" (1930), die ein Empfindlichkeitsmaximum bei λ 7450 besitzt

Ein neuer Vorstoß in das infrarote Gebiet ist dann wiederum dem wissenschaftlichen Laboratorium der I G Farben A-G zu verdanken, das einen Sensibilisator mit einem Maximum bei λ 8100 erzeugte Dieser Farbstoff wird fur die Agfa-Platte „Rapid 810" verwendet, die ebenso wie die fruheren Erzeugnisse der Agfa, Rapid 730 und Hart 730, etwa eine halbjahrige Lagerfahigkeit besitzt Die Platte Nr 810, die eine gute Empfindlichkeit im Spektralgebiete von λ 7500 bis λ 8500 aufweist, wurde nach Hypersensibilisierung fur das Gebiet λ 5900 bis 7100 auch bereits fur astrophysikalische Untersuchungen herangezogen R WILDT und E MEYER[5] haben damit das Jupiterspektrum untersucht und hierbei eine neue Bande λ 7700 bis λ 8100 gefunden Die Fragen der Hypersensibilisierung panchromatischer Platten sind u a von R WILDT behandelt worden[6] Ein Rezept zur Hypersensibilisierung der Infrarotplatten der Agfa hat kurzlich K Ross[7] gegeben

Mit der genannten Platte 810 ist jedoch noch nicht das Maximum erreicht, es gelang die Herstellung des Allozyanins (I G Farben A-G 1929) mit einem Empfindlichkeitsmaximum bei λ 8300 Wie aus Abb 2 hervorgeht, ist jedoch die allgemeine Empfindlichkeit der mit Allozyanin sensibilisierten Platten geringer als bei der Agfa-Platte „Rapid 810" Der Allozyaninfarbstoff durfte wohl im wesentlichen mit dem Sensibilisator Neozyanin ubereinstimmen, der bereits 1925 von M L DUNDON, A L SCHON, R M BRIGGS[8] entdeckt worden ist Auch diese Autoren geben das Empfindlichkeitsmaximum zu λ 8300 an Die Neozyaninplatte hat in der Astrophysik z B bei den Arbeiten von L D'AZAMBUJA[9] Anwendung gefunden, der Chromospharenaufnahmen im Licht der Linie des ionisierten Kalziums λ 8542 durchgefuhrt hat Auch die photographischen Aufnahmen des Sonnenspektrums im Bereiche von λ 10000 bis λ 11000 von H D BABCOCK[10] wurden mit Neozyaninsensibilisierung vorgenommen Schließlich verdanken wir W ZEH[11] die Entdeckung des Agfa-Farbstoffes Nr 855 Dieser

[1] Ap J 64 S 243 (1926) [2] Ap J 68, S 57 (1928) [3] Ap J 62, S 202 (1925)
[4] Allegheny Publ 6, S 95 (1925) [5] Gott Veroff 1931, H 19
[6] Gott Veroff 1931, H 20 [7] Zeiss Nachr H 4, S 19 (1933)
[8] J Opt Soc Amer 12, S 397 (1926) [9] C R 187, S 201 (1928)
[10] Publ A S P 41, S 274 (1929) [11] Siehe W DIETERLE, Phot Korr 68, S 103 (1932)

Sensibilisator ist für eine Spezialinfrarotplatte verwendet worden, bei der das Empfindlichkeitsmaximum bis auf λ 8550 hinausgeschoben werden konnte. Auch diese neue Platte wurde bereits für astrophysikalische Untersuchungen herangezogen. WILDI[1] berichtet, daß es bei starker Überbelichtung noch möglich war, das Jupiterspektrum bis zu λ 9500 photographisch zu erfassen. Ein der Agfa-Infrarotplatte Rapid 855 analoges Erzeugnis ist von der Kodak-Gesellschaft unter der Bezeichnung „P"-Platte herausgebracht und von C. E. MEES[2] beschrieben worden. Die spektrale Empfindlichkeit (Maximum bei ca. λ 8500) ist aus Abb. 3a ersichtlich. In einer jüngsten Veröffentlichung[3] berichtet MEES u. a. über eine neue Infrarotplatte der Kodak-Gesellschaft, die Platte „R", die eine besonders hohe Empfindlichkeit im Bereiche von λ 7400 bis λ 8400 besitzt. In derselben Veröffentlichung

λ 7200 7600 8000 8400 8800 Wellenlänge in Å

a

λ 7600 8000 8400 8800 9200 9600 10000 12000 Wellenlänge in Å

b

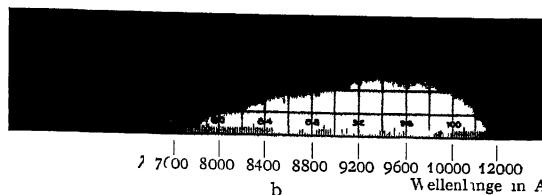
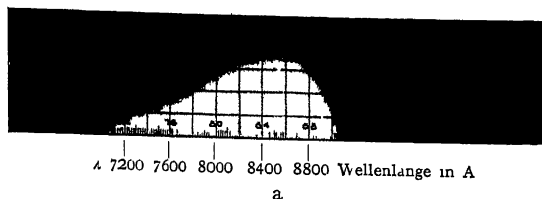



Abb. 3. Die spektrale Empfindlichkeit der Infrarotplatten ‚P' und ‚Q' der Eastman-Kodak-Gesellschaft. (Die Intensitätsskalen der beiden Teile der Abb. sind voneinander unabhängig.) [J. Opt. Soc. Amer. 23 (1933).]

finden sich auch einige wenige Angaben über die verbesserte Kodakplatte „Q", die ebenso wie ein neues Erzeugnis der I. G. Farben A.-G., die Infrarotplatte „Rapid 960"[4], den letzten und dabei sehr wesentlichen Fortschritt in der Erschließung des infraroten Spektralgebietes darstellt. Die mit Xenozyanin sensibilisierte Platte „Q" ist ungefähr bis λ 11000 empfindlich und erreicht ihr Empfindlichkeitsmaximum bei etwa λ 9800. Ein Bild der spektralen Empfindlichkeit ist in Abb. 3b wiedergegeben. Die relative Empfindlichkeit der neuen Agfaplatte „Rapid 960" sowie die der bereits erwähnten übrigen Infrarotplatten der Agfa, „Rapid 730", „810", „855" kann aus Abb. 4 entnommen werden. Wie J. EGGERT[5] kürzlich hervorgehoben hat, bieten derartige Empfindlichkeitsangaben photographischer Platten, ganz besonders aber der infrarot sensibilisierten, nur ein ungefähres Bild der wahren Verhältnisse. Man muß sich jedoch mit diesen Angaben begnügen, da eine Bestimmung der Empfindlichkeit im absoluten Maße, etwa in der Art, wie sie G. LEIMBACH[6] vorgenommen hat, bei Infrarotplatten, hauptsächlich

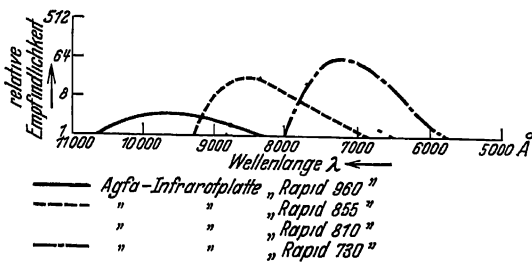



Abb. 4. Die spektrale Empfindlichkeit der Infrarotplatten der Agfa für Nitralicht. (Schematische Darstellung.) [Z. f. techn. Phys. 14, S. 177 (1933).]

[1] Gött. Veröff. 1932, H. 22.
[2] J. Opt. Soc. Amer. 21, S. 753 (1931); 22, S. 204 (1932).
[3] J. Opt. Soc. Amer. 23, S. 229 (1933).
[4] Siehe K. Ross, Zeiss Nachr. 4, S. 19 (1933).
[5] Z. f. techn. Phys. 14, S. 177 (1933).
[6] Z. f. wiss. Photogr. 7, S. 205 (1909).

infolge der Abhängigkeit der Empfindlichkeit vom Alter der sensibilisierten Schichte, auf sehr große Schwierigkeiten stößt.

Mit den genannten neuen Platten „Q" und „Rapid 960" hat der Vorstoß in das infrarote Gebiet wohl noch nicht sein Ende erreicht, weitere Erfolge sind gewiß zu erwarten. Eine Grenze hierfür ist aber, wie EGGERT[1] darlegt, dadurch gegeben, daß die Empfindlichkeit der infrarot sensibilisierten Schichten mit wachsender Wellenlänge im allgemeinen abnimmt und auch die Haltbarkeit der Platten, je weiter sie gegen das äußerste Infrarot sensibilisiert sind, aus chemischen Gründen allmählich geringer wird. Die theoretische Grenze wäre nach Berechnungen von M. CZERNY[2] etwa bei λ 20000 (20 μ) erreicht, da in diesem Bereiche wegen dauernder Einwirkung der bei einer mittleren Temperatur bereits sehr fühlbaren Raum- und Körperstrahlung die photographischen Schichten gar bald verschleiern würden. Die rasche Entwicklung, die in den letzten Jahren die Methoden der Sensibilisierung im Infraroten genommen hat, eröffnen für die Astrophysik ein weites und vielversprechendes Arbeitsfeld. Es ist nicht zu zweifeln, daß die photographischen und photoelektrischen Methoden im langwelligen Spektralbereiche bald so weit vorgeschritten sein werden, daß sie eine wertvolle Ergänzung zu den thermoelektrischen und radiometrischen Gesamtstrahlungsmessungen geben können.

c) Aktinometer und Pyrheliometer zur Messung der Gesamtstrahlung der Sonne.

7. Allgemeines. Einige Typen sekundärer Meßinstrumente. Zur Messung der Gesamtstrahlung der Sonne sind im Laufe der Jahre zahlreiche Instrumenttypen herausgebracht worden, die aber vorwiegend meteorologischen Zwecken dienen. Einige wenige, wie das sekundäre Silver-Disk-Pyrheliometer (Ziff. 8), das absolute K. ÅNGSTRÖMsche Kompensationspyrheliometer (Ziff. 9) und die absoluten Water-Flow- und Water-Stir-Pyrheliometer der Smithsonian-Institution (Ziff. 10), haben jedoch durch ihre Verwendung bei der Bestimmung der Solarkonstante auch astrophysikalische Bedeutung gewonnen. Die sekundären Instrumente dienen nur Relativmessungen, ihre Ergebnisse müssen erst an Standardinstrumenten geeicht werden. Die primären Instrumente liefern Daten in gcal, auf ihre Ergebnisse sind die Standardskalen, wie die K. ÅNGSTRÖMsche und die „Smithsonian 1913 Revised Scale", aufgebaut.

Es wurde seinerzeit von CROVA vorgeschlagen, die Primärinstrumente als Pyrheliometer bzw. als Pyrheliographen, die Sekundärinstrumente jedoch einheitlich als Aktinometer zu bezeichnen. Demnach sollte z. B. das Silver-Disk-Instrument Aktinometer und nicht Pyrheliometer genannt werden. Da der Vorschlag CROVAs nicht durchgedrungen ist, läßt sich der Charakter der Instrumente aus ihrer Bezeichnung nicht entnehmen. Im übrigen existieren auch sekundäre Instrumente, die nachträglich in Apparaturen für absolute Messungen umgebaut wurden. Im folgenden sowie in Ziff. 8 sollen einige Instrumente hervorgehoben werden, die größere Verbreitung gefunden haben. Bezüglich näherer Einzelheiten der vorwiegend meteorologischen Zwecken dienenden Apparate sei auf einige zusammenfassende Arbeiten (in chronologischer Reihenfolge) hingewiesen.

1. R. DIETZIUS, Die Hilfsmittel zur Messung der Sonnenstrahlung. Naturwiss. 11, S. 246 (1923).

2. K. KÄHLER, Meßmethoden der Sonnen- und Himmelsstrahlung. Handb. der biolog. Arbeitsmethoden, Abt. II, Heft 3, S. 379. 1923.

---

[1] l. c. [2] Z. f. Elektrotechn. 36, S. 615 (1930).

3 F. M. EXNER, Physik der Sonnen- und Himmelsstrahlung. Handb. der Lichttherapie, S. 13. 1927.

4 K. BÜTTNER u. F. ALBRECHT, Zur Theorie von Aktinometern und Pyranometern I und II, Gerlands Beitr. 22, S. 13 (1929); 26, S. 241 (1930).

Nach K. BÜTTNER und F. ALBRECHT[1] kann man die Meßinstrumente in zwei Gruppen sondern. In die Gruppe I fallen die Apparate, bei denen prinzipiell eine Temperaturmessung des Empfängers selbst vorgenommen wird, also unmittelbare Vergleichsmessungen der Empfängerumgebung fehlen. Hier kann also eine einzige Ablesung nicht genügen, man braucht mehrere Messungen im bestrahlten und unbestrahlten Zustand. Beispiele: MICHELSON-Aktinometer (diese Ziffer), Silver-Disk (Ziff. 8).

Verwendet man hingegen Apparate (Gruppe II), bei denen die Messung in der Bestimmung einer Temperaturdifferenz zwischen Empfänger und Schutzkörper besteht, wie dies z. B. bei den thermoelektrisch arbeitenden Apparaten oder bei dem ALBRECHTschen Heizbandbolometer der Fall ist (diese Ziffer), so läßt sich die Strahlungsintensität prinzipiell durch einen einzigen Messungsakt feststellen. Bedeutet nämlich $l(E, H)$ die wirksame Wärmeleitung zwischen Empfänger und Schutzmantel, T_E die Temperatur des Empfängers, T_H die an der Innenseite der Schutzhülle herrschende Temperatur, so wird die den Empfänger treffende Strahlung

$$S = l(E, H) \cdot [T_E - T_H].$$

Fortlaufende Registrierungen sind eigentlich nur mit derartigen Apparaten sinnvoll. Meteorologische Instrumente dieser Gruppe, die mit Thermoelementen (s. Ziff. 30, 32, 40) arbeiten, sind z. B. das LINKE-Aktinometer[2], der Pyrheliograph von DORNO-THILENIUS[3] und das vielverwendete Aktinometer von GORCZINSKY[4]. Letzteres besitzt MOLLsche Thermosäulen (s. Abb. 48—50 und Beschreibung in Ziff. 40) mit Elementen von einigen Mikron Dicke der Kombination Manganin-Konstantan. Eine Variante des Apparates von GORCZINSKY zur Messung der Sonnenstrahlung auf einer horizontalen Fläche, Solarimeter genannt, vereinigt Galvanometer und thermoelektrisches System in einem Universalinstrument. Entsprechend der MOLLschen Konstruktion kann die ganze Oberfläche der Thermosäule der Sonnenstrahlung ausgesetzt sein, ein Umstand, der hinsichtlich des Randeffektes (s. Ziff. 9) wichtig ist. Die Thermosäule ist hier mit einer Halbkugel aus Flintglas bedeckt und in einem Messingzylinder eingebaut. Der hermetische Abschluß des Gehäuses macht Luftfeuchtigkeit einflußlos.

Schließlich sei noch ein Meßinstrument der zweiten Gruppe angeführt, bei dem die Temperaturdifferenz statt durch Thermoelemente durch eine Bolometeranordnung (s. Ziff. 12 u. 13) gemessen wird. Dieses sog. Heizbandbolometer wurde von F. ALBRECHT[5] entwickelt, es gestattet, die Messungen in bequemer Weise vorzunehmen, und kann auch prinzipiell als Absolutinstrument dienen. Der sog. Randeffekt ist der Konstruktion nach hier nur in beschränktem Maße zu erwarten. Die Sonnenstrahlung erwärmt ein frei gespanntes, geschwärztes Kupferband, das elektrisch geheizt werden kann, das Heizband ist mit einem dünnen Platindraht leitend verbunden. Eine zweite Kupferlamelle an der Innenwand hängt ebenfalls mit einem Platindraht zusammen, der mit dem ersten Draht in einer Brückenanordnung geschaltet ist. Der Ausschlag eines Galvanometers ist proportional der Temperaturdifferenz der beiden Platindrähte, mithin auch der Temperaturdifferenz der beiden Kupferlamellen. Bemerkenswert ist bei dieser Apparatur, daß die Sonnenstrahlung ohne Durchlaufen einer Glas-

---

1 Gerlands Beitr. 22, S. 13 (1929).
2 Z. f. techn. Phys. 1924, S. 59.
3 Met. Z. 39, S. 303 (1922).
4 M. Weather Rev. June 1924; Met. Z. 44, S. 5 (1927).
5 Met. Z. 43, S. 195 (1926).

schicht unmittelbar am Empfanger wirksam ist Hierdurch entfallen die Vorsorgen zur Elimination storender Absorptionen innerhalb des Instrumentes

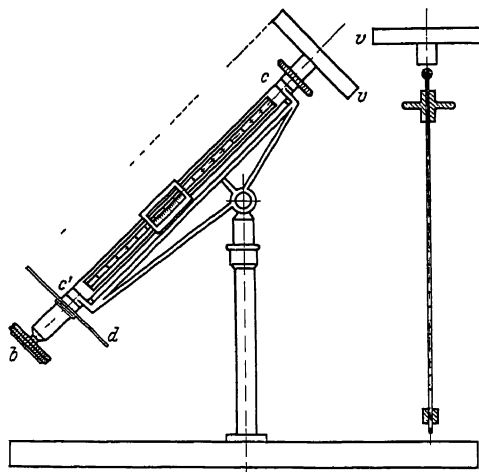



Abb 5 Schematisches Bild der ersten Konstruktion des Pyrheliometers von C S POUILLET (E PRINGSHEIM, Physik der Sonne Leipzig 1910)

Zur ersten Gruppe von Meßinstrumenten gehort, wie erwahnt, das Bimetallaktinometer von W A MICHELSON[1], das nur in erschutterungsfreier Aufstellung einigermaßen verlaßlich ist Die Strahlung fallt hier auf eine in einem Metallzylinder ruhende feine geschwarzte bimetallische Lamelle (Platin-Kupfer oder Eisen-Invar), deren eines Ende frei beweglich ist Die durch die auffallende Strahlung bewirkte Verbiegung der Lamelle wird durch ein Mikroskop mit Okularmikrometer gemessen und gewahrt ein Maß fur die Strahlungsintensitat Eine wesentlich verbesserte Konstruktion von W MARTEN[2] ist frei von Temperaturkoeffizienten, die bimetallische Lamelle besteht hier aus Invar-Konstantan L W POLLAK[3] hat in der Absicht, das MICHELSONsche Aktinometer auch zu absoluten Messungen heranziehen zu konnen, folgende Abanderung vorgenommen Die bimetallische Lamelle wird durch einen geschlitzten bimetallischen Streifen ersetzt, der zu Eichzwecken mit einem elektrischen Kompensationsstrom beschickt werden kann[4] Im ubrigen liegt auch eine Neukonstruktion des „Michelson" durch K BUTTNER und F ALBRECHT[5] vor, bei der der storende Temperaturgang des Nullpunktes beim MICHELSON-Aktinometer durch eine Kompensationslamelle ausgeglichen wird Durch diese Abanderung ergibt sich demnach hier ein Bimetallaktinometer, das in die zweite Gruppe der Meßinstrumente einzureihen ware

8 Das sekundare Silver-Disk-Pyrheliometer Neben dem Bimetallaktinometer gehort der ersten Gruppe vor allem das sekundare Silver-Disk-Pyrheliometer an, das bei den Arbeiten des Smithsonian-Observatoriums weitestgehende Anwendung gefunden hat Es arbeitet nach dem Kalorimeterprinzip, das sich zum ersten Male bei dem klassischen Pyrheliometer von C S POUILLET[6] findet Die erste Konstruktion von POUILLET aus dem Jahre 1837 ist in Abb 5 wiedergegeben v ist ein zylindrisches, wassergefulltes Gefaß von 15 cm Hohe und 5 cm Halbmesser, dessen außerer Deckel aus dunnem, geschwarztem Silberblech besteht Es enthalt die Kugel eines Thermometers, das in die Metallrohre cc' eingelassen wird und durch den Knopf b um die eigene Achse gedreht werden kann Durch die Drehung wahrend der Beobachtung wird das Thermometer gleichmaßig vom Wasser umspult, wodurch ein sicherer Temperaturausgleich gewahrleistet ist Wahrend der Beobachtung ist darauf zu achten, daß das zylindrische Gefaß von der Sonnenstrahlung senkrecht getroffen wird Bei der einfachen, leicht zu orientierenden Konstruktion ist dies auch bequem zu bewerkstelligen

[1] Phys Z 9 S 18 (1908) Met Z 25, S 246 (1908)
[2] Veroff Preuß Met Inst Nr 267, S 15 (1912)
[3] Met Z 42, S 196 (1925) [4] Siehe auch Z f Instrk 45, S 247 (1925)
[5] Gerlands Beitr 26, S 243 (1930)
[6] C R 7, S 24 (1828) Pogg Ann 45, S 25 u 481 (1838)

Die von C G ABBOT[1] bei dem „Silver-Disk“ getroffenen Anordnung kann aus Abb 6 entnommen werden In einem langen, dünnen Rohr befindet sich ein Präzisionsthermometer, das im Bereich von $-15°$ bis $+50°$ in Zehntelgrade geteilt ist Das Thermometer ist geknickt und mündet mit dem Quecksilberbehälter in einem kleinen Silbergefäß *a*, dem eigentlichen Strahlungsempfänger Zur Herstellung einer guten Wärmeleitung zwischen Silberkapsel und Thermometer ist auch der enge Zwischenraum zwischen beiden mit Quecksilber ausgefüllt Die silberne Kapsel wird von drei in der Abbildung nicht ersichtlichen Trägern gehalten und ist zum Schutze gegen Wärmeeinwirkung der Umgebung in ein Kupfergehäuse *G* und dieses wieder in eine Holzwandung *d* eingeschlossen Die Sonnenstrahlung fällt durch die Blende *k*, die das Holzgehäuse gegen die Strahlung abschirmt, in das Rohr *e* und passiert drei Blenden f_1, f_2 und f_3 mit kreisförmigen Öffnungen f_3 ist die kleinste Blende und hat zudem noch einen geringeren Durchmesser als die silberne Kapsel *a* selbst An einem mit der Stange *g* verbundenen Handgriff werden die Klappblenden *h* betätigt Der Beobachtungsvorgang ist sehr einfach Nach Pointierung auf die Sonne wird die Klappblende geöffnet, 100 Sekunden lang belichtet, abgelesen, Verschluß geschlossen, nach 20 Sekunden wieder abgelesen, Verschluß geöffnet, 100 Sekunden belichtet usw Die Ablesungen erfolgen auf $^1/_{100}$", der wahrscheinliche Fehler übersteigt erfahrungsgemäß nicht 0,3% Das Instrument ist leicht transportabel und in einer einfachen parallaktischen Montierung aufgestellt

Abb 6 Konstruktionsschema des ersten Silver-Disk-Pyrheliometers von C G ABBOT [Smithson Misc Coll 56 (1911)]

Die mit diesem Instrument gewonnenen Daten werden nicht in Kalorien umgewandelt, sondern dienen ausschließlich als Vergleichswerte verschiedener Stationen Es sind Strahlungswerte, die der Intensität der Sonnenstrahlung auf der Erdoberfläche proportional angenommen werden können

Dadurch, daß Beobachtungen bei verschiedenen Luftmassen vorgenommen werden, ergibt sich die Möglichkeit, den Strahlungsverlust in der Erdatmosphäre bis zu einem gewissen Grade zu berücksichtigen Bei den Bestimmungen der Solarkonstante werden die Pyrheliometermessungen mit den Ergebnissen der spektrobolometrischen Messungen kombiniert (s Ziff 15 u 17)

Die Silver-Disk-Pyrheliometer, die in gleicher Ausführung an den Beobachtungsstationen der Smithonian-Institution, aber auch an vielen europäischen Stationen Verwendung gefunden haben, sind im Laufe der Jahre durch kleine

[1] Smithson Misc Coll 56, Nr 19 (1911), Smithson Ann 3, S 47 (1913)

Abanderungen immer weiter vervollkommnet worden Der allerneueste Typus ist in Ziff 38 beschrieben Als Sekundarinstrumente mussen die Silver-Disk-Pyrheliometer an absoluten Instrumenten geeicht werden Dies geschieht mit Hilfe des K ÅNGSTROMschen Kompensationspyrheliometers (Ziff 9) oder durch Vergleichung mit den Absolutinstrumenten der Smithsonian-Institution, dem Water-Flow- oder Water-Stir-Pyrheliometer (Ziff 10)

9 Das primare K ÅNGSTRÖMsche Kompensationspyrheliometer Die wichtigste Aufgabe fur die Messung der Gesamtstrahlung der Sonne liegt in der Konstruktion von Standardinstrumenten, deren Messungsergebnisse Absolutwerte zu liefern gestatten und demgemaß zur Eichung der zahlreichen sekundaren Instrumente dienen konnen Sekundare Meßinstrumente lassen sich durch die Verwendung eines elektrischen Kompensationsverfahrens prinzipiell in absolute Instrumente umwandeln Wie in Ziff 7 angedeutet, geschah dies z B durch die POLLAKsche Abanderung des MICHELSON-Bimetallaktinometers Die Verwendung elektrischer Kompensationsmethoden geht auf das Jahr 1893 zuruck[1] Ganz besondere Bedeutung als Standardinstrument hat im Laufe der Zeit das K ÅNGSTROMsche Kompensationspyrheliometer erlangt Es ist wohl zu unterscheiden von einer fruheren Konstruktion K ÅNGSTROMS, dem sog Differentialpyrheliometer[2] Auch dieses Instrument war als Absolutinstrument gedacht, ist aber spater nicht mehr verwendet worden Es besitzt zwei kreisformige Platten aus massivem Kupfer, die als Kalorimeter dienen Die Sonnenstrahlung wird abwechselnd der einen und der anderen der geschwarzten Platten zugefuhrt Es entsteht jedesmal eine Temperaturdifferenz ΔT, die durch Thermoelemente gemessen und an einem Galvanometer abgelesen wird Man beobachtet nun die Zeiten t, wahrend deren ΔT das Zeichen wechselt Ist A die Absorptionsflache der Kalorimeterplatte, c die Warmekapazitat, so ergibt sich die auffallende Warmemenge zu

$$S = \frac{2\,\Delta T\,c}{A\,t}$$

Der gewahlte Meßvorgang besteht also in einer Zeitbestimmung und in einer Ablesung des Galvanometerausschlages Das Instrument hat zwei Konstanten, die nur einmal bestimmt werden mussen, die Flache A der Kalorimeterplatten und ihre Warmekapazitat c

Abb 7 Schaltungsschema des Kompensationspyrheliometers von K ÅNGSTROM [Nova Acta Reg Soc Sc Upsal (3) 16]

Das Kompensationspyrheliometer ist, wie erwahnt, im Jahre 1893 entwickelt worden[3] und wurde spaterhin von K ÅNGSTROM[4] mehrfach beschrieben Die wesentlichen Bestandteile und das Schaltungsschema konnen aus Abb 7 entnommen werden Den Meßkorper bilden zwei dunne Streifen A und B, ursprunglich aus Platin, spater aus Manganinblech[5], die auf einer Seite geschwarzt sind und in einem Ebonitrahmen angebracht werden, der wieder in ein Rohr eingeschoben ist Die Ruckseite der Streifen ist mit Glimmerplattchen belegt,

[1] K ÅNGSTROM, Nova Acta Reg Soc Sc Upsal (3) 16 (1893) Gleichzeitig auch von F KURLBAUM vorgeschlagen

[2] Nova Acta Reg Soc Sc Upsal (3) 13 (1886)

[3] Nova Acta Reg Soc Sc Upsal (3) 16 (1893)

[4] Ap J 9, S 339 (1899), Ann d Phys 67, S 633 (1899), Nova Acta Reg Soc Sc Upsal (3) 20 S 1 (1900)

[5] W MARTEN, Veroff Preuß Met Instr 1913, Nr 267

welche die Lotstellen der Thermoelemente N und N_1 tragen. Auf einem Brett rechts sind ein Kommutator T, E, I, T_1, E_1 und I_1, der Rheostat R mit dem Schleifkontakt K sowie die Widerstände W und W_1 befestigt. Belichtet man den einen der Streifen, so wird der elektrische Kompensationsstrom durch den anderen Streifen geschickt und die Stromstärke so lange reguliert, bis wieder dieselbe Temperaturdifferenz thermoelektrisch angezeigt wird. Dann besteht die Annahme, daß die dem Streifen A durch Strahlung zugeführte Wärmemenge jener Wärmemenge gleich ist, die durch den elektrischen Strom dem Streifen B zuerteilt wird. Ist die gemessene Stärke des elektrischen Kompensationsstromes i Ampere, der elektrische Widerstand r Ohm/cm, b die Breite der Streifen in cm, und a das Absorptionsvermögen der geschwärzten Fläche, so beträgt die Wärmemenge, die in der Sekunde pro Flächeneinheit erzeugt wird,

$$S = \frac{i^2 r}{b\,a}.$$

Reduziert man auf gcal/min, so erhält man

$$S = \frac{60\, i^2 r}{4{,}19\, b\, a} = k i^2 \,\text{gcal min}^{-1}\,\text{cm}^{-2}.$$

Bei jeder Beobachtung sind zwei Messungen auszuführen, einerseits die Einstellung auf gleiche Temperaturdifferenz, andererseits die Messung der Stromstärke. Zur Festlegung der Konstanten bedarf es einer Bestimmung der Absorptionsfläche und des Leitungswiderstandes des Streifens.

Im Jahre 1905 wurde auf der Innsbrucker[1] und Oxforder[2] Konferenz das K. ÅNGSTRÖM-Pyrheliometer zum Standardinstrument der Sonnenforschung bestimmt. Gegenüber der amerikanischen Skala Smithsonian Revised Scale[3] (s. folgende Ziffer) ergaben sich nennenswerte Differenzen, die freilich späterhin allmählich geringer wurden. Sie betrugen 1908 9,2%[4], 1911 5,5%[5] und 1913 3,9%[6]. Aus dieser Abnahme geht hervor, daß sich im Laufe der Jahre offenbar die amerikanische Skala verbessert hat. Jedenfalls aber scheint die ÅNGSTRÖMsche Skala zu tief zu liegen. Die Frage der Ursachen dieser Differenz sind 1914 von ANDERS ÅNGSTRÖM und 1922 von W. MARTEN eingehend diskutiert worden. A. ÅNGSTRÖM[7] weist auf einen Fehler des K. ÅNGSTRÖM-Kompensationspyrheliometers hin, den man als Randeffekt zu bezeichnen pflegt. Während nämlich der Kompensationsstrom naturgemäß einen Streifen in seiner ganzen Ausdehnung durchfließt, wird bei der Bestrahlung des Streifens durch die Sonne das Gebiet der Kanten des Streifens im Schatten bleiben. Auf Grund des derart entstehenden Randeffektes und noch einer zweiten aufgedeckten Fehlerquelle sind nach A. ÅNGSTRÖM die Ergebnisse mit dem Kompensationspyrheliometer um +1,3% zu korrigieren. Es verbleibt demnach gegen die amerikanische Skala nur mehr eine Diskrepanz von 2,6%. Nun beträgt der Randeffekt beim ÅNGSTRÖMschen Pyrheliometer nach einer sorgfältigen Neubearbeitung durch W. MARTEN[8] 2,8%, auf diese Weise wurde sich also eine weitere Annäherung der beiden Skalen ergeben. Die Frage bedarf jedoch noch der endgültigen Klärung, da, wie aus Ziff. 10 und 39 hervorgeht, es heute nicht mehr feststeht, daß die amerikanische Skala absolut richtig ist.

Hinsichtlich des ÅNGSTRÖMschen Kompensationsinstrumentes (seit 1906 gilt das in Upsala befindliche Pyrheliometer Nr. 70 als internationales Normal-

[1] Rapport Conf. Mét. Int. Paris 1907, S. 13.
[2] Trans. IU Solar Research, Manchester 1, S. 239 (1906).
[3] Smithson. Misc. Coll. 60, Nr. 18 (1913).
[4] Smithson. Ann. 2, S. 17 (1908).
[5] Ap. J. 33, S. 154 (1911).
[6] Smithson. Ann. 3, S. 72 (1913).
[7] Met. Z. 31, S. 369 (1914).
[8] Met. Z. 39, S. 342 (1922).

instrument) erfolgte 1924 eine sorgfältige Neubestimmung der Instrumentalkonstante k durch E BÄCKLIN[1] Von großer Wichtigkeit ist die Feststellung desselben Autors in einer zweiten Abhandlung[2], daß das Kompensationspyrheliometer Nr 70 während der 19 Jahre seit seiner Indienststellung völlig konstant geblieben ist Es ist demnach seit 1906 auch in der ÅNGSTRÖMschen Standardskala keine Nullpunktsänderung eingetreten

In der folgenden Ziffer sollen nun die amerikanischen Primärinstrumente behandelt werden, auf denen die Smithsonian-Skala gegründet ist

10 Die Primärinstrumente der Smithsonian-Observatorien Bei den gewöhnlichen Formen der Pyrheliometer ist eine wesentliche Fehlerquelle dadurch gegeben, daß die im Empfänger gemessene Strahlung den Strahlungsanzeiger nicht völlig erreicht, da ein wenn auch geringer Teil der Strahlung wieder durch Konvektion ausgestrahlt wird Dieser zwar geringe Verlust ist rechnerisch schwer zu erfassen, zumal er variabel ist und von verschiedenen Umständen, wie z B Neigungen des Apparates, Windströmungen, wie auch von der Temperaturverteilung im Innern des Apparates abhängt

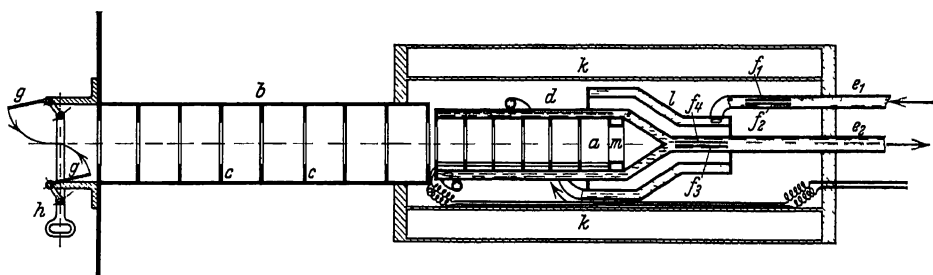



Abb 8 Schematische Skizze des ABBOTschen Standardpyrheliometers „Water Flow-Pyrheliometer Nr 1" [Smithson Ann 2 (1908)]

Das Astrophysikalische Observatorium der Smithsonian-Institution hat diesen Problemen seit 1903 große Aufmerksamkeit geschenkt und nach verschiedenen Vorversuchen ein sog Water-Flow-Pyrheliometer herausgebracht, das als absoluter Strahlungsmesser bezeichnet werden kann und demnach als Standardinstrument zur Eichung der sekundären Pyrheliometer dienen soll Das angestrebte Ziel lag in der Konstruktion eines „schwarzen Körpers" als Empfängerkammer Weiter sollte die vom Empfänger absorbierte Strahlung nicht direkt gemessen werden, sondern vorerst in einem die Kammer einhüllenden Flüssigkeitsstrom eine Temperaturerhöhung bewirken, welch letztere dann gemessen wird Ursprünglich benutzte man Quecksilber, später Nitrobenzol und schließlich Wasser Die Konstruktion des ersten „Water-Flow-Pyrheliometers Nr 1"[3] ist aus Abb 8 ersichtlich Nach Öffnung des Verschlusses g, h fällt die Strahlung in das innen geschwärzte Ansatzrohr b, das zur Ausblendung der Sonnenstrahlung mit mehreren gegen den Empfänger hin immer kleiner werdenden Diaphragmen c versehen ist Das Kalorimetergefäß k enthält im Innern den eigentlichen Meßkörper a, ein zylindrisches geschwärztes Rohr mit konisch sich verjüngendem Ende Zwischen den Wänden des Rohres a und den Wänden d des inneren Mantels fließt Wasser, das bei e_1 in das Kalorimeter eintritt und bei e_2 wieder den äußeren Mantel verläßt Die WHEATSTONEsche Brückenanordnung, das elektrische Thermometer zur Messung der Temperaturerhöhung des Wassers, wird von vier Platindrähten f_1, f_2, f_3 und f_4 gebildet

[1] Ark Mat Astr Fys 19a, Nr 10 (1925)
[2] Ark Mat Astr Fys 19a, Nr 18 (1925)
[3] Smithson Ann 2, S 39 (1908)

Wie es sich bald herausstellte, lag in der Anordnung dieser Platindrähte zum Wasserstrom eine Fehlerquelle verborgen Es wird nämlich bei dieser Konstruktion die Wassertemperatur noch etwas weiter erhöht, nachdem sie bereits durch f_1 und f_2 angezeigt worden ist Dadurch müssen aber die Meßresultate zu hoch ausfallen Bei den späteren Konstruktionen Nr 2, 3 und 4 wurde dieser Fehler vermieden An der mit m bezeichneten Stelle der Abb 8 liegt zur Kontrolle der Meßgenauigkeit eine Drahtspule bekannten Widerstandes, die elektrisch geheizt werden kann Der resultierende Temperaturanstieg des Wassers wird in diesem Falle in ebensolcher Weise gemessen, als hätte man es mit der Messung der Sonnenstrahlung selbst zu tun In der Konstruktion liegt hier bereits der erste Ansatz zu der viele Jahre später eingeführten Kompensationsmethode (s Ziff 39) Zu der Apparatur gehören noch komplizierte Anordnungen, die den Wasserfluß in das Kalorimeter regulieren, sowie die Geschwindigkeit des Flusses zu messen gestatten

Die Water-Flow-Pyrheliometer Nr 2 und 3, die 1907 und 1909 entwickelt wurden[1], sind prinzipiell ähnlich gebaut und unterscheiden sich von der ersten Type durch eine verfeinerte Konstruktion und durch eine bessere Anordnung des die WHEATSTONEsche Brücke bildenden elektrischen Thermometers

Die Temperaturänderung in der Apparatur, die von der Sonnenstrahlung bzw elektrischen Heizung bewirkt wird, macht sich an den beiden im Ausflußrohr befindlichen Armen der Brücke bemerkbar Der Widerstand dieser Arme ist nahezu gleich und sei Q, ihr mittlerer Temperaturkoeffizient q genannt Bezeichnet man ferner den Widerstand des an einem dieser Arme liegenden Shunts, durch den das Brückengleichgewicht erzielt wird, mit e, und die einem Galvanometerausschlag σ entsprechende Änderung des Widerstandes e mit Δ, so erhält man, wenn schließlich S gleich dem durch Einwirkung der Sonnenstrahlung bewirkten Galvanometerausschlag, a gleich der Öffnung der innersten Blende, die von der Sonnenstrahlung passiert wird, und w gleich der Geschwindigkeit des Wasserflusses ist, für die Sonnenstrahlung R den Ausdruck

$$R = \frac{w}{a} \cdot \frac{S}{\sigma} \cdot \frac{Q}{q e} \cdot \frac{1}{(Q + e + \Delta)\left(1 + \frac{e}{Q + e}\right)},$$

der von ABBOT zur Reduktion der Messungen verwendet wird

Zur Kontrolle der mit dem Water-Flow-Pyrheliometer gewonnenen „absoluten" Skala wurde vom Astrophysikalischen Observatorium der Smithsonian-Institution ein zweites Instrument gebaut, das eine etwas abweichende Wirkungsweise besitzt Bei diesem Water-Stir-Pyrheliometer[2] fällt die zu messende Sonnenstrahlung nach Öffnung der Blende C (s Abb 9) in eine unten konisch verlaufende Empfängerkammer AA, deren Innenwände wie üblich geschwärzt sind Diese Kammer ruht in einem mit destilliertem Wasser gefüllten Gefäße DD, dem Kalorimeter Zwischen der Kammer und den Wänden des Gefäßes DD ist ein Widerstandsthermometer F angebracht Es besteht aus vier Drähten, und zwar zwei Platin- und zwei Manganindrähten, die auf einem isolierten Träger aufgewickelt sind Die Anordnung enthält noch ein Quecksilberthermometer, das bei E in den Apparat eingeschoben wird Schließlich besteht die Möglichkeit, in die Absorptionskammer einen elektrischen Strom bekannter Größe einzuführen, dessen Wärmewirkung in gleicher Weise wie die Wärmestrahlung der Sonne gemessen wird Dieser Kompensationsstrom durchfließt den Widerstand G, eine Spule aus Manganindraht, die, wie aus der Abb 9 hervorgeht, in der Kammer AA angebracht ist

---

[1] Smithson Ann 3, S 52 (1913) [2] Smithson Ann 3 S 61 (1913)

Das Wasser im Kalorimeter wird nun mittels der motorisch angetriebenen Vorrichtung BB in eine rasche Wirbelbewegung versetzt, wodurch die für das sichere Arbeiten der Apparatur notwendige kräftige Durchmischung erreicht wird. Vor Beginn der Beobachtung wird das Widerstandsthermometer F, das über einen regulierbaren Widerstand mit einem Galvanometer verbunden ist, durch Veränderung dieses Widerstandes auf einen Gleichgewichtszustand ge-

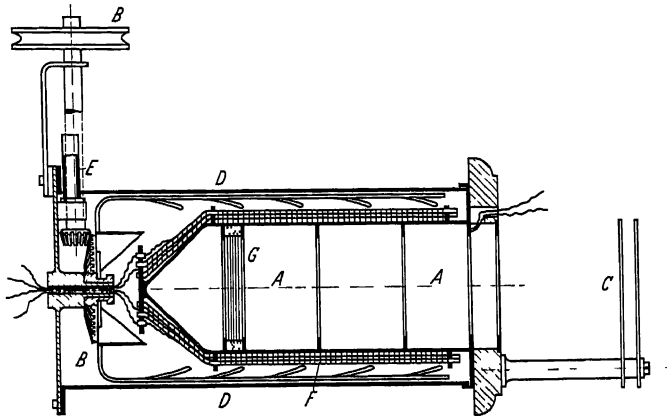



Abb. 9. Schematisches Bild des ABBOTschen Standardpyrheliometers „Water-Stir-Pyrheliometer Nr. 4“. [Smithson. Ann. 3 (1913).]

bracht. Innerhalb eines Zeitraumes von 20 Minuten wird der Apparat sodann in geeigneten Intervallen der Sonnenstrahlung ausgesetzt bzw. durch den elektrischen Strom künstlich erwärmt. Am Galvanometer werden die Ausschläge abgelesen, die sich aus den Temperaturänderungen ergeben, und zwar sowohl während der Erwärmung als auch vor und nach der Erwärmung.

Die Reduktion der Skala der Galvanometerausschläge auf eine Temperaturskala erfolgt dadurch, daß man die Temperaturwerte des Quecksilberthermometers E mit den Einstellungen des variablen Widerstandes im Augenblick der Ausbalanzierung des Thermometers F vergleicht. Die Beziehung zwischen einer Widerstandsänderung Δ und einer Änderung des Galvanometerausschlages D läßt sich aus der Formel

$$D = K_1 \frac{\Delta}{e(e+\Delta)}$$

ableiten, wobei e den Widerstand, K_1 eine Konstante bedeuten. Schließlich ergibt sich die Beziehung zwischen der Widerstandsänderung Δ und der entsprechenden Temperaturänderung dT aus dem Ausdruck

$$dT = [K_2 + (e - e_0) K_3] \frac{\Delta}{e(e+\Delta)}$$

Die Konstanten K_2, K_3 und e_0 werden am Tage der Beobachtung ein für allemal ermittelt, die Konstante K_1 der ersten Gleichung jedesmal vor und nach jeder einzelnen Beobachtung.

Das Water-Stir-Pyrheliometer wurde in ähnlicher Weise wie das Water-Flow-Pyrheliometer nicht nur zur Vergleichung verschiedener sekundärer Pyrheliometer verwendet, sondern hat auch zur Ableitung der Absolutskala, der sog. Smithsonian-Revised-Scale von 1913 gedient[1]. Alle veröffentlichten Werte der Solarkonstante sind auf diese Absolutskala bezogen,

[1] C. G. ABBOT u. L. B. ALDRICH, Ap. J. 33, S. 125 (1911).

die allgemein auch als zuverlassig angesehen wird Insbesondere die Untersuchungen von W MARTEN [1], der die Diskrepanz zwischen der K ANGSTROMschen und der Smithsonian-Revised-Scale auf die Auswirkung eines ,,Randeffektes" (s Ziff 9) beim ANGSTROMschen Kompensationspyrheliometer zuruckfuhrte, haben das Vertrauen in die Smithsonian-Skala gestarkt Erst in neuester Zeit beginnt man an der Richtigkeit des Nullpunktes dieser Skala zu zweifeln, insbesondere als 1931 und 1932 neue Absolutinstrumente [s Abschnitt I), Ziff 39] entwickelt wurden, die hinsichtlich der Vermeidung verschiedener Fehlerquellen den bisherigen Water-Flow- und Water-Stir-Pyrheliometern wesentlich uberlegen sind

d) Bolometer und Spektrobolometer zur Messung der Gesamtstrahlung der Sonne

11 Historische Bemerkungen W HERSCHEL[2] stellte bereits 1800 fest, daß bei Bestrahlung eines Thermometers durch die Sonne Warmeeffekte auftreten, die nicht von der sichtbaren Sonnenstrahlung herruhren konnen Er schließt, daß zumindest 50% der Gesamtstrahlung eine Warmestrahlung sei, die jedoch in keinem direkten Zusammenhang mit der sichtbaren Strahlung stunde, wenn auch offenbar Brechung und Reflexion an Glas nach gleichen Gesetzen vor sich ginge MACEDONIO MELLONI war wohl der erste, der in klarer Weise erkannte daß die Warmestrahlung von gleicher Natur wie die sichtbare Strahlung sei Im besonderen mogen folgende Arbeiten dieses Forschers genannt werden ,,Observations sur la nouvelle methode thermographique de Mr Herschel et sur son application au spectre solaire" [3] und ,Sur l'identite des diverses radiations lumineuses calorifiques et chimiques" [4] In der erstgenannten Arbeit weist MELLONI auf eine im gleichen Jahre veroffentlichte Untersuchung hin, die JOHN HERSCHEL[5] mit einem ,,Prismenthermograph" vorgenommen hat und die deutliche Absorptionen im infraroten Teil des Sonnenspektrums aufdecken konnte MELLONI erkannte auch bereits die Bedeutung der Steinsalzprismen fur die Untersuchungen im langwelligen Spektralbereiche 1859 wurde von J MULLER[6] die Grenze des infraroten Sonnenspektrums bei 1,8 μ angegeben Demselben Autor verdanken wir ubrigens eines der ersten Verfahren fur die Umwandlung des prismatischen Spektrums in ein Normalspektrum Einige Jahre spater erkennt JOHN TYNDALL[7], daß gewiß zwei Drittel der Gesamtstrahlung der Sonne von Strahlung aus dem infraroten Gebiete bestritten wird Demgemaß musse, so meint er, auch der Maximalwert der Energiekurve im Infrarot gelegen sein Die Jahre 1871—1883 bringen die ersten Versuche, die spektrale Energieverteilung im Infraroten noch genauer zu erfassen Diesbezuglich seien hervorgehoben Arbeiten von W ABNEY[8] (λ 7150 bis λ 10000), A E BECQUEREL[9] (bis λ 14000) und J DRAPER[10]

Die erste Anwendung des Spektrobolometers erfolgte 1880 durch S P LANGLEY[11], drei Jahre spater wurde bereits durch E PRINGSHEIM[12] das Radiometer in die Sonnenphysik eingefuhrt Bemerkenswerterweise reichten Untersuchungen des infraroten Sonnenspektrums mit Thermoelementen weiter zuruck Es sind dies 1871 und 1872 veroffentlichte Arbeiten von M S LAMANSKY, die uns die erste Erkenntnis der großen Absorptionsbanden im Infraroten gebracht haben

[1] Met Z 39, S 342 (1922)
[2] Phil Trans 90 S 284 (1800)
[3] Ann Chim Phys (2) 74 (1840)
[4] Ann Chim Phys (3) 15 (1842), (3) 22 (1846)
[5] Phil Trans 130, S 1 (1840)
[6] Phil Mag (4) 17, S 233 (1859)
[7] Phil Trans 156, S 1 (1866)
[8] Phil Trans 171, S 653 (1880), 177, S 457 (1886)
[9] Ann Chim Phys (5) 10, S 5 (1877), (5) 30, S 5 (1883)
[10] Phil Mag (5) 11, S 157 (1881)
[11] Wash Proc Acad Arts Sc 16, S 342 (1881)
[12] Wied Ann 18 S 32 (1883)

12 Die Apparate von S P LANGLEY und C G ABBOT Ein entscheidender Fortschritt in den Methoden zur Strahlungsmessung der Sonne ist durch die Arbeiten der Smithsonian-Beobachter gegeben LANGLEY, der die Bedeutung der Thermoelemente nicht unterschatzte und dem auch die Arbeiten von BOYS mit dem Radiomikrometer (Ziff 27) bekannt waren, ist von dem einmal gefaßten Plane, die Sonnenuntersuchungen mit Hilfe des Bolometers vorzunehmen, nicht mehr abgegangen Und tatsachlich ist es ihm und seinem Schuler und Nachfolger C G ABBOT auch gelungen, das Bolometer[1] zu großer Wirksamkeit zu steigern Die erste Konstruktion stammt aus dem Jahre 1880[2] Im folgenden Jahr gelingt LANGLEY[3] die Beobachtung des Sonnenspektrums bis λ 28000 1887 berichtet LANGLEY gemeinsam mit E W VERY[4] uber Untersuchungen mit dem Bolometer am Monde

Der empfindliche Teil des Bolometers besteht aus dunnen, geschwarzten Platinstreifen, welche die Sonnenstrahlung absorbieren Diese Streifen bilden zwei Zweige einer Wheatstoneschen Brucke, die derart abgeglichen wird, daß ein im Stromkreis eingebautes Galvanometer sich normal in Ruhelage befindet Wird belichtet, so bewirkt die absorbierte Strahlung eine Temperaturerhohung der Streifen und demzufolge eine meßbare Storung des Bruckengleichgewichtes Das Schaltungsschema ist in Abb 10 ersichtlich b und b' sind die Bolometerstreifen, c und c' Spulen aus Manganindraht, die Widerstande der beiden anderen Bruckenzweige Die Widerstande e und d dienen zur Feinregulierung des Bruckengleichgewichtes a ist die Spannungsquelle, G das Galvanometer Die Regulierung der fur die Anordnung gunstigsten Stromstarke (Großenordnung 0,1 Amp), die am Milliamperemeter h abgelesen wird, erfolgt schließlich durch den variablen Widerstand i Dieser erste Entwurf ist im wesentlichen erhalten geblieben

Abb 10 Schematische Skizze der Bruckenanordnung des LANGLEYschen Bolometers (Konstruktion von 1896) [Smithson Ann 1 (1900)]

Spatere Verbesserungen beziehen sich vor allem auf die Wahl des Materiales, luftdichten Abschluß, spezielle Anordnungen der Brucke usw Neuere Arbeiten uber Bolometer haben u a O LUMMER und F KURLBAUM[5], F PASCHEN[6] veroffentlicht

Eine ganz wesentliche Verbesserung wurde neuerdings durch Anwendung von Vakuumbolometern erzielt Diesbezugliche Konstruktionsangaben sind von WARBURG, LEITHAUSER und JOHANSEN[7], LEIMBACH[8], BUCHWALD[9] veroffentlicht Das modernste Bolometer von LEIMBACH wurde 1924 beschrieben[10] Hier werden fur die Bolometerstreifen glattgewalzte Wollaston-Drahte von 0,003 mm Querschnitt verwendet Diese Streifen haben dann eine Dicke von 0,00028 mm und eine Breite von 0,025 mm Die Empfindlichkeit dieses Apparates ist sehr groß Eine Meterkerze gibt bei einem Meter Skalenabstand einen Ausschlag von 200 cm Dieses Bolometer scheint fur astrophysikalische Zwecke bisher noch nicht verwendet worden zu sein

Das Vakuumbolometer ABBOTS wurde in seiner ersten Gestalt 1911 konstruiert[11] und steht in verbesserter Ausfuhrung bei den Smithsonian-Beobachtern seit 1925 in regelmaßiger Verwendung[12]

---

[1] Smithson Ann 1, S 47ff (1900), 2 S 28ff (1908), 3, S 34 u 42 (1913), 4, S 45 (1922)
[2] Beschrieben in Wash Proc Acad Arts Sc 16, S 342 (1881)
[3] C R 95, S 482 (1882), Wied Ann 19, S 226 u 384 (1883), 22, S 598 (1884)
[4] Wash Mem 4 S 107 (1887)
[5] Wied Ann 46, S 204 (1892)
[6] Wied Ann 48, S 275 (1893)
[7] Wied Ann (4) 24, S 25 (1907)
[8] Wied Ann (4) 33, S 308 (1910)
[9] Wied Ann (4) 35, S 928 (1910)
[10] Ann Phys 28, S 236 (1924)
[11] Smithson Ann 3 S 20 (1913)
[12] Smithson Ann 4, S 45 (1920), 5, S 75 (1932)

Bei diesem Bolometertyp ist der Empfänger in einem Glasballon eingeschlossen, der evakuiert wird Natürlich wurde besondere Sorgfalt auf die Wahl optimaler Dimensionen der Bolometerstreifen gelegt Es ist schließlich gelungen, wie Vergleichsmessungen unter gleichen Bedingungen ergaben, die Empfindlichkeit gegenüber dem alten Typus um eine Zehnerpotenz zu steigern Mit empfindlichem Galvanometer lassen sich noch Temperaturänderungen von 1 10 [8] Grad feststellen

Abb 11 Schematischer Strahlengang im Spektrobolometer das von S P LANGLEY in den Jahren 1893 bis 1896 verwendet wurde [Smithson Ann 1 (1900)]

Diese Erfolge führten zur Erwägung, mit Hilfe von Vakuumbolometern auch zur Messung der Energieverteilung in den Sternspektren zu schreiten[1] Wie in Ziff 34 und 35 auseinandergesetzt wird, sind derartige Versuche 1922 auch tatsächlich auf dem Mt Wilson ausgeführt worden, doch sind die Ergebnisse viel zu ungenau geblieben Bei den Untersuchungen der Energieverteilung im Sonnenspektrum (Ziff 14) und den Bestimmungen der Solarkonstante (Ziff 15) hat dagegen das Vakuumbolometer in Verbindung mit einem Spektralapparat (Spektrobolometer) bemerkenswerte Ergebnisse gezeitigt

Die einfachste Form des Spektrobolometers[2], wie sie von 1893 bis 1896 von den Smithsonian-Beobachtern verwendet wurde, ersieht man aus dem schematischen Bild der Abb 11 Die Strahlung fällt durch den Spalt S auf das Steinsalzprisma P, das nach LANGLEYS Vorschlag mit einem ebenen Spiegel Sp_1 fest verbunden ist Ein Konkavspiegel Sp_2 vereinigt sodann die von der Kombination $P - Sp_1$ kommende Strahlung auf den Empfänger des Bolometers B Die Wirkungsweise der neueren Konstruktion LANGLEYS[3], die ab 1897 in Verwendung trat, ist in Abb 12 schematisch dargestellt

Abb 12 Schematischer Strahlengang im Spektrobolometer nach der Anordnung, die ab 1897 von den Smithsonian-Beobachtern verwendet wurde [Smithson Ann 1 (1900)]

Das Sonnenlicht fällt auf den Spiegel Sp_0 des Siderostaten und wird von hier auf zwei Wegen weitergeleitet Weg I Die Strahlung passiert den vertikalen Spalt S_1 und sodann das als Kollimator wirksame Paar zylindrischer Spiegel Sp_2 (konvex) und Sp_3 (konkav) Das parallel gemachte Strahlenbündel fällt auf das Prisma P Mit diesem Prisma ist wie bei der früheren Anordnung ein ebener Spiegel Sp_1 verbunden Dieses kombinierte System, das wir auch bei der WILSINGschen Konstruktion (s Abb 13 in Ziff 13) finden, wirft die zu messende Strahlung im Wege des konkaven Spiegels Sp_4 auf den Meßstreifen des Bolometers B Die kleine Doppelkonvex-Steinsalzlinse l ist so justiert, daß die Höhe des Spektrums schließlich mit der Höhe des

[1] Smithson Ann 4, S 59 (1920)
[2] Smithson Ann 1, S 30 (1900)
[3] Smithson Ann 1, S 41 (1900)

Bolometerstreifens übereinstimmt. — Weg II: Andererseits wird das auf den Siderostaten einfallende Licht vom Spiegel *a* über vier ebene Hilfsspiegel s_1, s_2, s_3, s_4 auf den Spalt S_2 gelenkt und gelangt sodann über die weiteren ebenen Spiegel s_5 und s_6 bei *G* zum kleinen Konkavspiegel des Galvanometers. Entsprechend den Ausschlägen des Galvanometers kann dann auf der Platte *Pl* das Bild des Spaltes S_2 abgebildet werden.

Bei den Arbeiten mit diesem Instrument waren anfangs nicht weniger als vier Beobachter gleichzeitig tätig. Der eine versah am Spektrobolometer die Einstellungen auf die verschiedenen Meßstellungen des Prismas, der zweite vollführte die Ablesungen an der Galvanometerskala, der dritte pointierte den Siderostaten, der vierte schließlich notierte die einzelnen Messungsergebnisse. Durch Verbesserung des Apparates und eine Anordnung für automatische Registrierungen wurde es später möglich, mit einem einzigen Beobachter auszukommen. Dieses Instrument, Bolograph genannt, ist im Jahre 1894 von LANGLEY zum ersten Male konstruiert worden[1] und steht mit geringfügigen Änderungen noch heute in Verwendung. Die Auswertung der Bologramme nach dem von den Smithsonian-Beobachtern geübten Verfahren ist in Ziff. 15 bzw. 17 dargelegt. Ein in mancher Hinsicht dem Spektrobolometer der Smithsonian-Beobachter ähnlicher Apparat ist nach Angaben von J. WILSING für Potsdam entworfen worden. Die ungemein sorgfältige Konstruktion ist in der folgenden Ziffer an der Hand der schematischen Abb. 13 beschrieben, dabei werden auch die wesentlichen Züge der Potsdamer Beobachtungsmethode entwickelt.

13. Spektrobolometer und Meßmethode von J. WILSING. J. WILSING in Potsdam hat in Erweiterung seiner Untersuchungen über die Energieverteilung im photographischen und visuellen Spektralgebiet der Sonne[2] (s. ds. Handb. Beitrag BERNHEIMER, Bd. IV, Kap. 1, Ziff. 14 u. 17) auch spektrobolometrische Messungen angestellt, die eine wichtige Ergänzung zu den amerikanischen Arbeiten darstellen. Die Ergebnisse sind ähnlich wie bei WILSINGS früheren Untersuchungen an die Energieverteilung im Spektrum eines schwarzen Strahlers angeschlossen. Das Bolometer wurde von TOEPFER hergestellt und besteht aus zwei geschwärzten Platinstreifen von 12 mm Länge, $7 \cdot 10^{-1}$ mm Breite und $4 \cdot 10^{-4}$ mm Dicke. Diese Streifen bilden zwei Zweige einer Brückenanordnung. Die beiden anderen Zweige bestehen aus Manganindrahtspulen hohen Widerstands, die zum Teil im Bolometergehäuse montiert sind, zum Teil auf einem damit verbundenen Schaltbrett ruhen. Der Brückenstrom, dessen Intensität der auf einen der beiden Platinstreifen fallenden Energie proportional angenommen werden kann, wird galvanometrisch gemessen. Die Anordnung des Bolometers und des Schaltbrettes sind aus Abb. 13 zu entnehmen. Der Bolometerbehälter besteht aus einem Messingrohr von 9 cm Durchmesser und 10 cm Länge, das zum Strahlungsschutz von einem wassergefüllten Mantel umschlossen ist. Zur Justierung des Bolometers dient das auf der Rückseite des Behälters aufgeschraubte kleine Fernrohr.

Die Sonnenstrahlung wird von einem Heliostaten durch den Spalt 1 des Spektralapparates auf den Kollimator, einen versilberten Hohlspiegel von 4 cm Öffnung und 40 cm Brennweite, geleitet. Die nunmehr parallelen Strahlen treffen auf einen Planspiegel, der in ähnlicher Weise wie bei der Konstruktion von LANGLEY (s. Ziff. 12) mit einem 16°-Flintglasprisma derart fest verbunden ist, daß die Strahlen, die schließlich auf den Bolometerstreifen fallen, das Prisma stets im Minimum der Ablenkung passieren. Die Einstellung der Kombination Prisma und Planspiegel ist bequem zu bewerkstelligen und wird

[1] Phil. Mag. (6) 2, S. 119 (1901); s. auch Smithson. Ann. 1, S. 22 u. 69 (1900).
[2] Potsdam. Publ. 22, Nr. 66 (1913).

mittels eines kleinen Fernrohres an einer Kreisteilung abgelesen. Diese Ablesevorrichtung ist in Abb. 13 links unten gezeichnet. In den weiteren Strahlen-

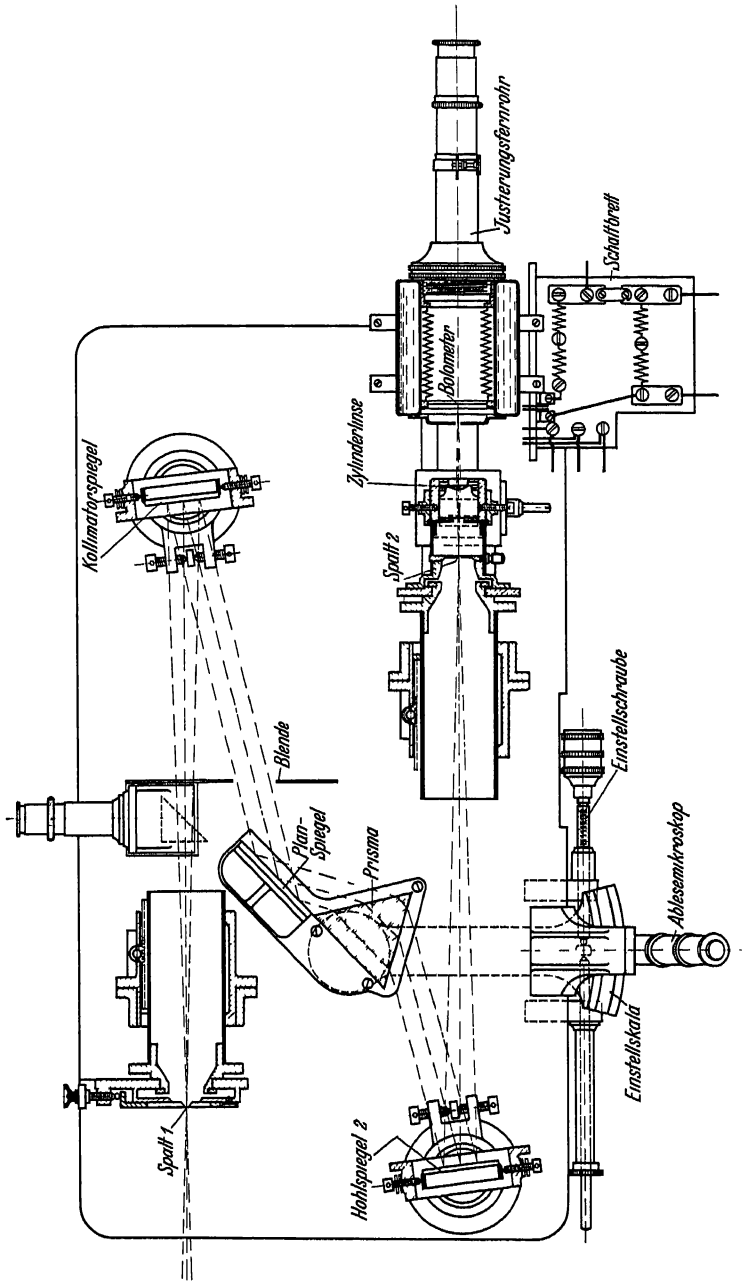



Abb. 13. Schematische Darstellung des von J. WILSING in Potsdam verwendeten Spektrobolometers. (Potsdam Publ. Bd. 23.)

gang ist ein Hohlspiegel eingeführt, dessen Ausmaße mit denen des ersten Spiegels übereinstimmen. Im Brennpunkt des Spiegels befindet sich der Spalt 2. Wie aus der Abbildung ersichtlich, ist zwischen Spalt 2 und dem Bolometer noch eine

plankonvexe Zylinderlinse meßbar zu verschieben. Die Breite von Spalt 2 und die Entfernung der Zylinderlinse und des Bolometerstreifens sind so gewählt, daß das Bild des Spaltes 2 um eine Kleinigkeit schmaler als der Bolometerstreifen selbst ist. Bei den Vergleichsmessungen der Strahlung des schwarzen Körpers hat man, abgesehen von der Entfernung des Heliostatenspiegels, das optische System unverändert gelassen.

Nach Voruntersuchungen über die Dispersion des Prismas und Feststellung der Beziehung zwischen Wellenlänge und Einstellung am Kreissektor des Bolometers wurde die Messung der Sonnenstrahlung an 20 verschiedenen Stellen des Spektrums zwischen λ 4510 und λ 23400 vorgenommen, wobei die ersten neun Stellen (der Bereich unter λ 6000) zur Bestimmung der atmosphärischen Extinktion diente. Für die Auswahl der Meßstellen war maßgebend, daß im Spektrum sich hier keine kräftigen Absorptionslinien und vor allem keine atmosphärischen Absorptionsbanden vorfanden. Zu diesen Meßstellen erster Ordnung kamen gelegentlich noch 15 weitere Meßstellen der Energiekurve zwischen λ 6150 und λ 21120, und schließlich wurden durch relative Anschlüsse noch zahlreiche Zwischenpunkte der Energiekurve festgelegt, die sich auch an Stellen mit Absorption befanden. Das endgültige Verzeichnis enthält 146 Energiewerte im Bereiche von λ 6600 bis λ 23400.

Bei den Messungen sind mehrere Stellen des Spektrums zu Gruppen vereinigt worden, wobei in jeder Gruppe stets auch eine Messung des Galvanometerausschlages bei λ 10260 (1,026μ) vorgenommen wurde. Alle Messungen reduzierte man dann auf diesen Wert, der etwa dem Intensitätsmaximum im prismatischen Spektrum entsprach. Die Messung einer Gruppe einschließlich der Wiederholung in umgekehrter Richtung konnte bei dem Galvanometer von $7^s,5$ Schwingungsdauer in 15 Minuten, bei dem zweiten Galvanometer von 2^s Schwingungsdauer in etwa 7 Minuten erledigt werden.

Sind A_λ und $A_{1,026\mu}$ die beobachteten Ausschläge, so ist es einleuchtend, daß dieses beobachtete Energieverhältnis $A_\lambda/A_{1,026\mu}$ noch mehrfacher Verbesserungen (s. die Darlegungen in Ziff. 1) bedarf, um auf das wahre Energieverhältnis $E_\lambda/E_{1,026\mu}$ überführt werden zu können. Neben der Dispersion des Prismas mit der Wellenlänge ist noch die Änderung der Durchlässigkeit des Bolometers und des Reflexionskoeffizienten des Heliostaten und schließlich die Wirkung der atmosphärischen Absorption zu berücksichtigen. Es ist nämlich

$$\log\frac{E_\lambda}{E_{1,026\mu}} = \log\frac{A_\lambda}{A_{1,026\mu}} - \log c_{\lambda,\,1,026\mu}\cdot r_{\lambda,\,1,026\mu} - l_z\log\frac{q_\lambda}{q_{1,026\mu}}\,,$$

wobei c und r die genannten instrumentellen Verbesserungen, l_z die beobachtete Luftmasse ($\sec z$) und q den atmosphärischen Transmissionskoeffizienten bedeuten. Die Absorption der Strahlung im Bolometer wurde an einem schwarzen Körper festgestellt, einem Heraeusschen Laboratoriumsofen, dessen Temperatur wiederum durch eine Thermosäule der Kombination von Platin mit Platin-Rhodium (s. Ziff. 30) direkt gemessen wurde. Die absolute Temperatur dieses schwarzen Körpers betrug 1560°. Sind I_{λ_1} und I_λ die an den Stellen λ_1 und λ_2 des Spektrums des schwarzen Körpers gemessenen Energiemengen und U_{λ_1} und U_{λ_2} die aus dem PLANCKschen Gesetz berechneten entsprechenden Energiemengen, so gilt offenbar

$$\frac{I_{\lambda_2}}{I_{\lambda_1}} = c_{\lambda_2\lambda_1}\,\frac{U_{\lambda_2}}{U_{\lambda_1}}$$

und

$$c_{\lambda_2\lambda_1} = \frac{p_\lambda}{p_{\lambda_1}}\,\frac{\dfrac{\delta_{\lambda_2}}{\delta_v}}{\dfrac{\delta_{\lambda_1}}{\delta_v}}\,,$$

wobei p_{λ_1} und p_λ die Transmissionskoeffizienten des Bolometers und $\delta_{\lambda_1}/\delta_v$ bzw δ_λ/δ_v die von der Ablenkung v abhängigen prismatischen Zerstreuungen darstellen Setzt man, wie es WILSING getan hat, zur Vereinfachung für U_λ die WIENsche Beziehung, so erhält man aus den bei der Temperatur T gewonnenen Ausschlägen I_{λ_1} und I_λ schließlich

$$\log c_{\lambda\,\lambda_1} = \log \frac{I_\lambda}{I_{\lambda_1}} + 5 \log \frac{\lambda_2}{\lambda_1} + \frac{14\,200 \log e}{T} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)$$

Es sei darauf aufmerksam gemacht, daß die Absorption im Bolometer aus der Strahlung des schwarzen Körpers nur im Gebiete λ 6600 bis λ 23 400 ermittelt wurde Im Gebiete unter λ 6600 berechnete man sie nur aus der seinerzeit photographisch gewonnenen Energiekurve[1] Es ist also, wie schon WILSING betont hat, hier ein Zusammenhang zwischen photographischen und bolometrischen Messungen vorhanden

Es erübrigt sich noch die Bestimmung der anderen Instrumentalverbesserungen $r_{\lambda\,\lambda_1}$, des Verhältnisses der Reflexionskoeffizienten an dem Heliostatenspiegel Diese Korrektion ermittelte man durch direkte Messungen jener Intensitätsunterschiede, die sich durch Reflexion der Strahlung einer Tantalbandlampe am Heliostatenspiegel ergab Sind A'_λ und A_λ die Galvanometerausschläge, die sich mit und ohne Verwendung des Heliostatenspiegels ergeben, so gilt

$$r_{\lambda\,\lambda_1} \frac{A_{\lambda_1}}{A_{\lambda_2}} = \frac{A'_{\lambda_1}}{A'_{\lambda_2}}$$

Bezeichnet man mit $I_{\odot\lambda_1}$, $I_{\odot\lambda}$ nunmehr die im Sonnenspektrum beobachteten Energiewerte, so sind die von Absorption und Reflexion in der Apparatur befreiten Energiewerte $E_{\odot\lambda_1}$ und $E_{\odot\lambda_2}$ durch folgende Beziehung gegeben

$$\frac{I_{\odot\lambda_2}}{I_{\odot\lambda_1}} = c_{\lambda_2\lambda_1}\, r_{\lambda\,\lambda_1} \frac{E_{\odot\lambda_2}}{E_{\odot\lambda_1}}$$

Um schließlich die gewünschten extraterrestrischen Energiewerte zu erhalten, ist dann nur mehr an die Ergebnisse der Betrag des atmosphärischen Transmissionskoeffizienten $l_z\ q_\lambda/q_{\lambda_1}$ anzubringen Diese atmosphärischen Transmissionskoeffizienten wurden von WILSING analog dem von den Smithsonian-Beobachtern geübten Vorgang (Ziff 15) aus einzelnen Tagesreihen bestimmt, zu Jahresmitteln vereinigt und schließlich in einer für den Beobachtungsort gültigen Normalkurve[2] zusammengestellt Eine weitere Diskussion des Strahlungsverlustes in der Erdatmosphäre, wie er sich aus neuerlichen bolometrischen Messungen der Jahre 1917 bis 1918 für Potsdam ergeben hat, ist von J WILSING 1924 veröffentlicht worden[3] Spezielle Ergebnisse der Untersuchungen WILSINGs sind im Beitrag BERNHEIMER (ds Handb Bd IV, Kap 1), die Frage der Extinktion der Erdatmosphäre im Beitrag SCHOENBERG (ds Handb Bd II/1, Kap 1) behandelt Unzweifelhaft liegt die große Bedeutung der Methode WILSINGs in dem vollzogenen Anschluß an eine Strahlungsquelle des Laboratoriums Bei den Untersuchungen des Astrophysikalischen Observatoriums der Smithsonian-Institution, die in Ziff 14 und 15 dargelegt werden, sind derartige Vergleichungen nicht vorgenommen worden, doch ist es gewiß auch hier auf Grund vieljähriger Erfahrungen und durch immer neue Verbesserungen in den Beobachtungs- und Reduktionsmethoden gelungen, wichtige Ergebnisse zu erzielen

14 Das Verfahren der Smithsonian-Beobachter zur Bestimmung der Energieverteilung im Sonnenspektrum Die bei der Bestimmung der Solar-

[1] Potsdam Publ 22, Nr 66 (1913)
[2] Potsdam Publ 23, Nr 72, S 88 (1917)
[3] Potsdam Publ 25, Nr 80 (1924)

konstante regelmaßig vorgenommenen Ausmessungen der Bologramme (s die folgende Ziff 15) geben uber die extraterrestrische Energieverteilung im Sonnenspektrum noch unvollkommen Aufschluß[1] Es ist daher zur Erkenntnis des Verlaufes der Energiekurve notig, noch spezielle Messungen vorzunehmen, und zwar handelt es sich in erster Linie darum, die Absorption der Strahlung im verwendeten optischen Systeme (Zoelostat und Spektralapparat) genauer festzustellen So hatte sich herausgestellt, daß die Energieverteilung im Sonnenspektrum, wie sie fur die Ableitung der Werte der Solarkonstante in den Banden 3 und 4 der Smithsonian Annals gedient hat, nicht als wahre extraterrestrische Energiekurve angesehen werden kann Dies liegt u a darin, daß der selektiven Absorption des Bolometers nicht Rechnung getragen wurde Eine Energiekurve, die aus der Annahme einer fur alle Wellenlangen gleichmaßigen Absorption im Apparat abgeleitet ist, muß prinzipiell nur als eine erste Annaherung angesehen werden

Noch bei den Mt Wilson-Untersuchungen von 1905[2], die zweifellos den 1903 veroffentlichten Ergebnissen[3], insbesondere im Bereich λ 4000 bis λ 5000, uberlegen waren, ist die Ableitung der spektralen Energiekurve der Sonnenstrahlung im Rahmen der allgemeinen Untersuchungen uber die Solarkonstante erfolgt

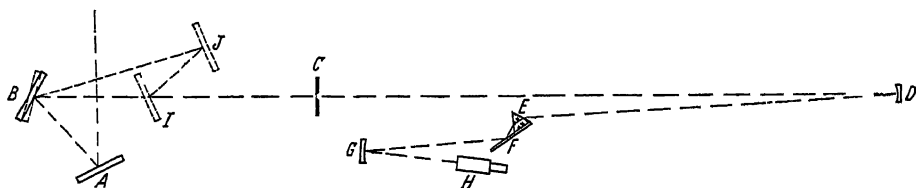



Abb 14 Die Berucksichtigung der Reflexion an den Zoelostatenspiegeln bei der Bestimmung der Energiekurve der Sonne Die Anordnung bei den Arbeiten der Smithsonian-Beobachter [Smithson Ann 2 (1908)]

Der Vorgang war folgendermaßen Man bestimmte zuerst aus zahlreichen Bologrammen eines gunstigen Tages die Transmissionskoeffizienten der Atmosphare fur verschiedene Wellenlangen In der Zeit des Sonnenhochststandes ermittelte man sodann die Instrumentalkonstanten, namlich die relative Durchlassigkeit des Spektralapparates fur verschiedene λ und das Reflexionsvermogen des Siderostaten Die letztgenannte Konstante ergab sich dadurch, daß Bologramme unter drei verschiedenen instrumentellen Bedingungen aufgenommen wurden Erstens mit Verwendung der beiden Originalspiegel (A und B in Abb 14), zweitens mit einem Paar Reservespiegel I und J und drittens mit Verwendung einer Kombination der Original- und Reservespiegel

Die Ermittlung der selektiven Durchlassigkeit des Spektralapparates erfolgt (s Abb 15) mit einem Hilfsspektroskop K, L, M, N, O, das in den Strahlengang des Hauptspektroskopes so eingeschaltet wird, daß nahezu monochromatische Strahlung auf den Spalt C und damit in den Hauptspektralapparat geworfen wird Man beobachtet nun mit dem Bolometer in der Normalstellung H die Ausschlage fur einige ausgewahlte Wellenlangen Die Bologramme geben dann die relative Intensitat fur diese Wellenlangen einschließlich der Instrumentalabsorption Dann verlegt man das Bolometer nach H', also an die Stelle des Spaltes C, und mißt neuerdings die Ausschlage fur dieselben Wellenlangen Das Verhaltnis der Galvanometerausschlage in dieser Stellung zu den entsprechenden Werten des Bologramms in der Stellung H ist der Durchlassigkeit

[1] C G ABBOT u F E FOWLE, Ap J 29, S 280 (1909)
[2] Smithson Ann 2, S 104 (1908) [3] Smithson Misc Coll 45, S 74 (1903)

des Hauptspektroskops umgekehrt proportional und dient somit zur Ableitung des Strahlungsverlustes im Instrumente

Unter Berücksichtigung der so gefundenen instrumentellen Korrektionen und der Korrektion für die atmosphärische Absorption erhält man die prismatische Energieverteilung im Sonnenspektrum außerhalb der Atmosphäre Die Methode ist also wesentlich primitiver als das in der vorhergehenden Ziffer dargelegte Verfahren von WILSING Die Umwandlung auf die Normalkurve (mit Wellenlängen als Abszissen) erfolgt nach einem graphischen Verfahren Mit λ als Abszisse und der prismatischen Abweichung Θ als Ordinate wird ein Diagramm gezeichnet und sodann für zahlreiche Werte der Wellenlänge die Tangente an die Kurve, $d\Theta/d\lambda$, abgeleitet Damit sind die Umwandlungsfaktoren gegeben Die endgültige Normalkurve ist jedoch nicht ganz gesichert, vor allem deshalb, weil ja die Schwankungen der Luftdurchsichtigkeit während der Zeit, die zur Ableitung der Instrumentalabsorption benötigt wird, nicht berücksichtigt sind

Erst 1923 [1] ist man sich darüber klar geworden, daß die oben angedeutete Methode zur Ermittlung des Strahlungsverlustes im Spektralapparate die selektive Absorption im Bolometer nicht berücksichtigt Gesetzt den Fall, die Absorption

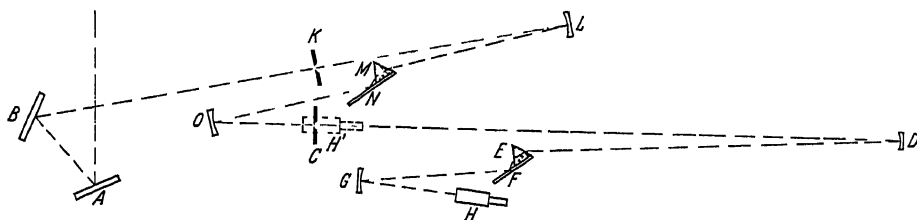



Abb 15 Die Berücksichtigung der Absorption im Spektralapparat bei der Bestimmung der Energiekurve der Sonne Die Anordnung bei den Arbeiten der Smithsonian-Beobachter [Smithson Ann 2 (1908)]

im Bolometer sei im kurzwelligen Gebiete geringer als im Infraroten, so würde durch dieses Verhalten auch die Form der Energiekurve verfälscht werden ABBOT, FOWLE und ALDRICH [1] glauben jedoch bei der vereinfachten Annahme bleiben zu können, daß die Absorption im Bolometer für den ganzen Bereich, also für λ 3000 bis λ 30000, von derselben Größenordnung sei, und stützten sich auf die Feststellungen anderer Autoren, daß geschwärzte Empfängeroberflächen 97% der auffallenden Totalstrahlung absorbieren

Von den Smithsonian-Beobachtern wurden 1903 bis 1910 zahlreiche Bestimmungen der Form der Energiekurve der Sonne vorgenommen, wobei die Methode unverändert blieb, jedoch gewisse Abänderungen hinsichtlich Zoelostaten und Prismenmaterial zu verzeichnen sind Eine übersichtliche Zusammenstellung der verschiedenen instrumentellen Bedingungen bei all diesen Versuchen hat ABBOT [2] 1911 gegeben Einige dieser Bestimmungen sind wegen nichthomogener Skala der Galvanometerausschläge unsicher, andere wegen der Verwendung eines Quarzprismas von schlechter Durchlässigkeit [3] fehlerhaft Die mittlere Energiekurve aus den Bestimmungen 1903 bis 1910 ist, wie aus Abb 16 hervorgeht, auch nach Ausschluß aller mit Quarzprisma erhaltenen Daten zweifellos nicht verläßlich, immerhin aber noch besser als die in den Jahren 1916 bis 1918 gewonnene Kurve [4] Bedenken gegen die Ergebnisse von 1916 bis 1918,

---

[1] Smithson Misc Coll 74, Nr 7 (1923)

[2] Ap J 34, S 280 (1911), Smithson Ann 4, S 191 (1913)

[3] Siehe die diesbezügliche Bemerkung im Smithson Ann 5, S 15 (1932)

[4] Einzelwerte siehe Smithson Ann 4, Tabelle 58, S 203 (1922)

die nach gleicher Methode, aber bei Verwendung von Stellitspiegeln im Zoelostaten gewonnen wurden, sind schon bei Publikation des Bandes 4 der Smithson Ann 1920 aufgetreten, konnten aber durch ABBOT und seine Mitarbeiter erst 1923 als stichhaltig erkannt werden, als die wichtigen Neubestimmungen der Jahre 1920 und 1922 reduziert vorlagen[1] Die Messungen von 1920 wurden auf dem Mt Wilson vorgenommen[2], die Methode blieb unverandert, doch gelangten im Zoelostaten neue Stellitspiegel zur Anwendung, ferner hat man an 6 Tagen mit großter Sorgfalt die Durchlassigkeit des Spektralapparates (Prismen aus UV-Kronglas im Haupt- und Hilfsspektroskop) sowie an 5 Tagen mit hoher Solarkonstante und an 5 Tagen mit niederer Solarkonstante die atmospharische Transmission ermittelt Die Einzelwerte der Ergebnisse sind in Abb 16 durch

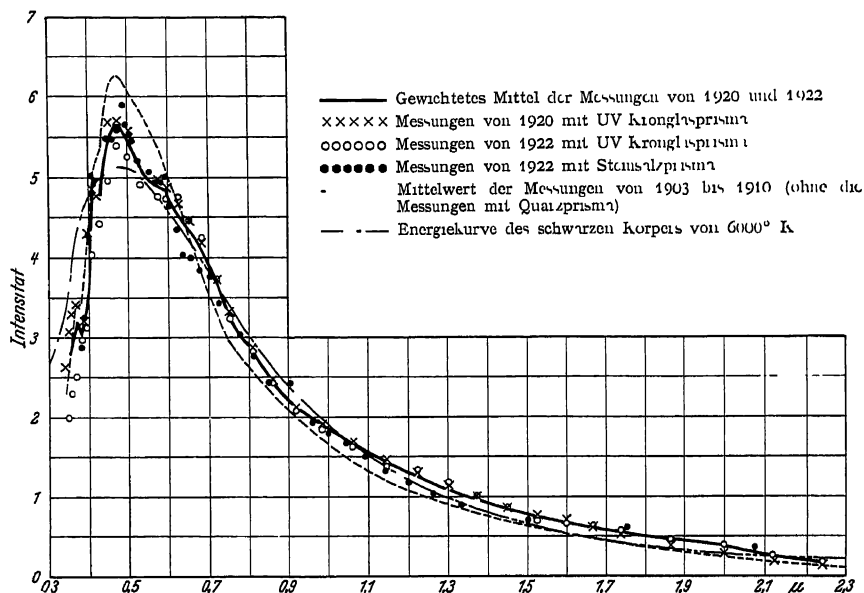



Abb 16 Die neuen Bestimmungen der Energiekurve der Sonne durch die Smithsonian-Beobachter, verglichen mit alteren Daten [Smithson Misc Coll 74 (1923)]

gekennzeichnet Die letzte und sorgfaltigste Neubestimmung erfolgte 1922, ebenfalls auf dem Mt Wilson[3] Vor allem wurde versucht, der Verfalschung des ultravioletten Teiles der Energiekurve zu begegnen Es hatten sich namlich drei verschiedene Streueffekte gezeigt, von denen einer die Intensitat herabsetzte, die zwei anderen sie erhohten Man benutzte nun im Hilfsspektroskop neben dem UV-Kronglasprisma vor allem Flintglasprismen und im Hauptspektralapparat UV-Kronglas- und Steinsalzprismen Die neuen UV-Prismen-Intensitaten (∘∘ in Abb 16) stimmen mit den UV-Prismen-Werten aus 1920 zwischen λ 5000 und λ 17000 recht gut uberein, bei Wellenlangen unter λ 5000 sind die neuen Werte durchweg kleiner, die Differenz betragt im Mittel 10%, steigt aber bei den kurzesten Wellen bis auf 30% an Die Messungen mit dem Steinsalzprisma (●● in Abb 16) zeigen hingegen im ganzen Bereiche, also auch im kurzwelligen Gebiete, eine sehr gute Ubereinstimmung mit den Daten von 1920 Die Abweichungen uber λ 17000 sind wohl in erster Linie auf die in diesem Bereiche fortschreitende Abnahme der Durchlassigkeit in den UV-Prismen zuruckzufuhren

[1] C G ABBOT, F E FOWLE u L B ALDRICH, Smithson Misc Coll 74, Nr 7 (1923)
[2] Smithson Ann 5, S 12 (1932) [3] Smithson Ann 5, S 15 (1932)

Der von den Smithsonian-Beobachtern aus spektralbolometrischen Messungen ermittelte Verlauf der Energiekurve der Sonne ist bis heute wohl am besten durch das gewichtete Mittel der Beobachtungen von 1920 bis 1922 (die ausgezogene Kurve in Abb 16)[1] dargestellt, wie im ubrigen auch aus der Vergleichung mit der Energiekurve des schwarzen Korpers (— - - - — in Abb 16) hervorgeht Freilich darf nicht ubersehen werden, daß die empirische extraterrestrische Energiekurve sowohl im ultravioletten als auch im ultraroten Gebiete noch reichlich unsicher bleibt Demgemaß treten auch betrachtliche Schwierigkeiten auf, wenn es sich wie bei der Bestimmung der Solarkonstante (s folgende Ziff 15) darum handelt, die Korrektionen der Bologramme fur das nichtbeobachtete ultraviolette Gebiet, also etwa unter λ 3900, und das nichterfaßte infrarote Gebiet, also etwa uber λ 24000, rechnerisch zu erfassen Auch die letzten diesbezuglichen, 1927 veroffentlichten Untersuchungen[2] (Ziff 15) haben hierin noch keine wesentliche Klarung bringen konnen

15 Das Verfahren der Smithsonian-Beobachter zur Ableitung der Solarkonstante nach der „langen Methode“[3] Wie in Ziff 14 hervorgehoben, sind erst in neuerer Zeit spektralbolometrische Untersuchungen der Smithsonian-Beobachter ausschließlich zum Zwecke der Ermittlung der extraterrestrischen Energiekurve der Sonne vorgenommen worden Diese Bestimmungen erfolgten nur an Tagen besonderer Luftdurchsichtigkeit, zugleich wurde auch versucht, mit großter Sorgfalt den Strahlungsverlust in der Apparatur festzulegen Bei der Bestimmung der Solarkonstante dagegen bilden die spektralbolometrischen Untersuchungen eine Erganzung zu den pyrheliometrischen Messungen und dienen nur zur Ableitung der atmospharischen Transmissionskoeffizienten Hier sind also auch Tage ungunstigeren Luftzustandes herangezogen, und die Instrumentalkonstanten fur weniger wichtig erachtet worden Schon durch die Untersuchungen von LANGLEY im Jahre 1881 war es klar, daß die pyrheliometrischen Messungsresultate, wenn sie nach der BOUGUERschen Formel

$$\log E = m \log a + \log E_0$$

— wobei E die bei der Luftmasse m gemessene, E_0 die extraterrestrische Strahlung, a den Transmissionskoeffizienten der Atmosphare deuten — auf die Luftmasse $m = 0$ reduziert werden, zu geringe Werte der Solarkonstante ergeben, da die starkere Absorption im kurzwelligen Gebiete nicht berucksichtigt wurde Aus dieser Erkenntnis ergibt sich eine modifizierte Methode, die im wesentlichen auch heute noch Verwendung findet Einerseits wird bei verschiedenem m die Gesamtstrahlung mittels des Pyrheliometers (Ziff 8) in absoluten Einheiten gemessen (P), andererseits aber werden mit Hilfe des Spektrobolometers die Transmissionskoeffizienten der Erdatmosphare fur ausgewahlte Wellenlangen bestimmt Der Arbeitsvorgang setzt sich folgendermaßen zusammen An einem Tage werden bei verschiedenen Zenitdistanzen im Bereiche von 40° bis 75° vier bis sieben Pyrheliometermessungen und gleichzeitig auch spektralbolometrische Messungen vorgenommen, welch letztere alle auf einer Platte registriert werden Das in Abb 17 gegebene Beispiel der Montezuma-Station enthalt funf derartige Bologramme ubereinander Die als gestrichelte Linie angedeutete Nullage jeder Kurve wird durch Unterbrechen der Expositionen kontrolliert Wie man aus der Abbildung erkennt, ist das Spektrum

[1] Die Ordinaten dieser gemittelten Energiekurve im absoluten Maße (Erg pro Quadratzentimeter und Sekunde) hat 1924 M MINNAERT (B A N 2, S 75) gegeben s auch diesbezuglich dies Handb 4, Kap 1, Ziff 10 u 28, Beitrag BERNHEIMER, und ebenda V/1, Kap 5, Ziff 18 u 21, Beitrag BRILL

[2] C G ABBOT, Gerlands Beitr 16, S 350 (1927)

[3] Smithson Ann 2 S 13 u 50 (1908), 3, S 21 u 39 (1913), 4, S 323 (1922), 5, S 103 (1932)

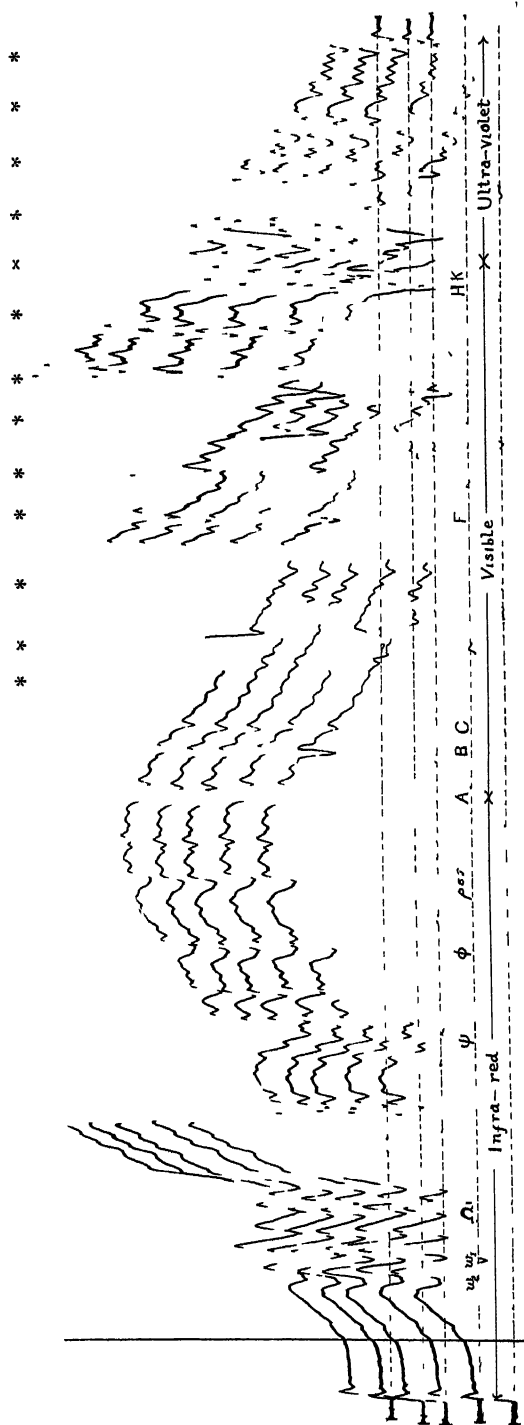



Abb 17 Registrierstreifen des Spektrobolometers der Station Montezuma Gewählt ist ein Tag sehr durchsichtiger Luft Nichtsdestoweniger ist die Bande Ψ stark hervortretend während die Bande ρστ im Gegensatz zu Tagen getrübter Atmosphäre, kaum merklich ist (s diesbez Ziff 17 u 18) An den mit * bzw mit weißen senkrechten Strichen angedeuteten Stellen der Abbildung werden die Ordinaten des Bologramms ausgemessen (Smithson Ann 5 (1932))

zum Zwecke einer übersichtlichen Registrierung auf einer einzigen Platte in einzelne Abschnitte mit Ordinaten derselben Größenordnung zerlegt worden, wobei die notwendige Herabsetzung der Intensität in den drei zentralen Abschnitten mittels dreier verschiedener rotierender Sektoren erzielt wurde Durch die Spitzen des Bologramms pflegt man nunmehr eine glatte Kurve zu ziehen, wobei die verschiedenen Absorptionsbanden, wie Ω, Ψ, Φ, ρστ usw vorerst unberücksichtigt bleiben An etwa 40 in gleichen Abständen voneinander gewählten Stellen der Abszissenachse werden sodann die Höhen der Ordinaten ausgemessen und ihre Summe I_t als der Fläche des Bologramms proportional angesehen Neuerdings[1] bedient man sich eines etwas abgeänderten Verfahrens, das den Vorzug größerer Genauigkeit haben soll Man wählt nämlich die Meßpunkte direkt aus charakteristischen Stellen der Bolographenkurve, im Beispiel der Abb 17 sind 13 dieser Stellen durch eine weiß gezeichnete Ordinate bzw durch einen * oberhalb des Registrierstreifens angedeutet Eine glatte Kurve (ebenfalls weiß gezeichnet) wird jetzt nur mehr zur Überbrückung der Absorptionsbanden im infraroten Gebiete bis etwa zur Bande B gezogen Die Ablesungen erfolgen in den letzten Jahren an einem speziellen Meßapparat

[1] Smithson Ann 5, S 96 (1932)

An die gewonnene Flächenzahl I_t sind noch zwei Korrektionen K_r und K_s anzubringen, um I_t', die Maßzahl für die Sonnenenergie an der Erdoberfläche, zu erhalten. Es gilt

$$I_t' = I_t + K_r - K_s$$

K_r stellt die Beträge der ultravioletten und infraroten Strahlung dar, die bereits außerhalb des vom Spektrobolometer erfaßten Gebietes liegen, das sind die Wellenlängen unter λ 3900, neuerdings unter λ 3700, und die Wellenlängen über λ 24000, neuerdings über λ 25000. Auf diese Korrektion, deren Wert notgedrungen mehrfach abzuändern war, werden wir im folgenden noch zurückkommen. K_s sind die Flächen der atmosphärischen Absorptionsbanden in den Bologrammen, die naturgemäß von I_t in Abzug zu bringen sind.

Man besitzt also pro Tag 5 bis 7 Werte von I_t', die der Intensität der Sonnenstrahlung an der Erdoberfläche für einzelne Luftmassen proportional wären, wenn die Empfindlichkeit des Bolometers und die mittlere Durchlässigkeit der Optik während des ganzen Beobachtungsvorganges konstant geblieben wäre. Diese Bedingung ist, wie in Ziff. 14 bereits auseinandergesetzt, nicht voll erfüllt. Nun verfügt man allerdings dadurch über eine gewisse Kontrollmöglichkeit, daß ja gleichzeitig auch die Messungen P mit dem Pyrheliometer (Silver-Disk, Ziff. 8) vorliegen. Man berechnet da den Wert P/I_t' für jedes Bologramm und korrigiert die Ordinaten durch Multiplikation mit den Differenzen dieser Quotienten vom Tagesmittelwert. Zugleich ergibt die Heranziehung der Pyrheliometerablesungen die Umwandlung auf eine absolute Skala. Der Quotient P/I_t' stellt die Zahl der Kalorien pro cm² und Minute für die Einheit der Bolographenkurve dar.

Eingangs dieser Ziffer haben wir bereits darauf hingewiesen, daß die Intensität außerhalb der Erdatmosphäre mit Hilfe der Transmissionskoeffizienten für ausgewählte Wellenlängen abgeleitet wird. Die Transmissionskoeffizienten werden nun aus dem Zusammenhang zwischen den Logarithmen der Ordinaten in I_t' und den beobachteten Luftmassen m auf graphischem Wege ermittelt. Daß dieser bei der „langen Methode“ zur Bestimmung der Solarkonstante gewählte Extrapolationsvorgang hinreichend genau ist, muß bezweifelt werden, sonst wäre es nicht denkbar, daß H. KNOX-SHAW[1], G. GRANQUIST[2] und W. E. BERNHEIMER[3] in Daten verschiedener Zeitepochen Beziehungen zwischen definitiven Werten der Solarkonstante und gleichzeitig beobachteten Transmissionskoeffizienten aufdecken konnten.

Nach Durchführung dieser Extrapolation erhält man also schließlich Ordinaten eines „extraterrestrischen“ Bologramms, deren Summe als Maßzahl der extraterrestrischen Strahlung dient. Auch hier ist diese Maßzahl I_0 wieder um den mutmaßlichen Betrag der vom Spektrobolometer nicht mehr registrierten ultravioletten und infraroten Strahlung K_r zu korrigieren. Man erhält dann

$$I_0' = I_0 + K_r,$$

und wenn δ_1 die momentane, δ_0 die mittlere Sonnendistanz bedeutet, als Endresultat für die Solarkonstante

$$S = \frac{P}{I_t'} I_0' \left(\frac{\delta_1}{\delta_0}\right)^2.$$

Wie man sieht, sind es, wenn die Instrumentalfehler als streng berücksichtigt gelten, vor allem drei Schwierigkeiten, mit denen diese Methode zu kämpfen hat: die Unsicherheiten bei der Ermittlung der Transmissionskoeffizienten und die

[1] Helwan Bull. 17 (1915), 23 (1921), 30 (1924).
[2] Medd. fr. Vet. Akad. Nobelinst. 5, Nr. 13 (Stockholm 1919).
[3] Seeliger-Festschr. 1924, S. 452.

Unsicherheiten in der Bestimmung von K_{ς} und K_r Der ultraviolette Anteil von K_r wurde z B bei den Untersuchungen von 1908 noch wesentlich unterschätzt Erst die Beobachtungen auf dem Mt Whitney, die sich bis zur Wellenlänge λ 2900 erstreckten, haben eine bessere Bestimmung dieser Korrektion ermöglicht Sie ergab sich zu 1,58% der Solarkonstante[1] Dieser Betrag wird 1922 von ABBOT[2] noch immer als unvollkommen angesehen, im übrigen hat schon 1914 E KRON[3] dagegen Bedenken geäußert Die letzte Neubestimmung, die 1927 veröffentlicht wurde, verdanken wir wieder C G ABBOT[4], sie liefert auf Grund sorgfältiger Berichtigung der Fehlerquellen nun eine mehr als doppelt so hohe Ultraviolettkorrektion, nämlich 3,44% der Solarkonstante

Die Korrektion für den nichtbeobachteten infraroten Teil wurde lange Zeit hindurch unterschätzt, und zwar beträchtlich mehr, als es bei der UV-Korrektion der Fall war So rechnete man noch in den Veröffentlichungen von 1922[5] mit einer Korrektion von 0,55% der Solarkonstante, statt mit 2,0%, einem Ergebnis neuer Messungen von ABBOT und ALDRICH[6] (s vorhergehende Ziffer) mit Steinsalzprismen Die Infrarotkorrektion ist also um 1,45%, die UV-Korrektion um 1,86% der Solarkonstante größer als bisher angenommen Demnach beträgt die Gesamterhöhung der Korrektion gegenüber den in Smithsonian Ann 4 veröffentlichten Daten 3,31% der Solarkonstante Wie ABBOT im übrigen bemerkt, ist auch diese neue Korrektion nicht völlig befriedigend Aus einer 1927 veröffentlichten Bemerkung, die 1932 unverändert abgedruckt wurde, geht jedoch hervor, daß der Fehler in K_r nicht berücksichtigt werde, da er durch einen der Größenordnung nach gleichen Fehler im entgegengesetzten Sinne kompensiert sei, der sich bei der Reduktion auf die Pyrheliometerskala gezeigt habe Aus diesem Grunde haben die Smithsonian-Beobachter die Daten der Solarkonstante (s Tab 3 u 4 in Ziff 20) unverändert gelassen

Die nennenswerte Unsicherheit, die andererseits bei der Festlegung der Korrektion K_{ς} (atmosphärische Absorptionsbanden) und bei der Bestimmung der Transmissionskoeffizienten entsteht, kann auch heute noch nicht als überwunden angesehen werden Man bedient sich hier einer von F E FOWLE[7] in den Smithsonian Ann 4, Kap 3 entwickelten Methode, die einen für die Praxis geeigneten einfachen Weg der Auswertung der Bologramme weist Man mißt die Ordinaten des Fußpunktes der größten Einsenkung einer Bande ϱ und die entsprechende Ordinate ϱ_{sc}, die durch die glatte Kurve bestimmt ist Der Quotient der Ordinaten ϱ/ϱ_{sc} steht nun in einer Beziehung zur Flächenzahl der Bande Diese Beziehung wird aus zahlreichen empirischen Kurven festgelegt, so daß man schließlich aus bestimmten gemessenen Werten der Ordinatenquotienten die Fläche der betreffenden Bande im Bologramm auf etwa 1% genau erhalten kann Als besonders charakteristisch wurde ursprünglich die Bande $\varrho\sigma\tau$ (siehe Abb 17) angesehen, die im übrigen auch bei der sog „kurzen" Methode der Solarkonstantenbestimmung eine Rolle spielt Neuerdings wird vorwiegend die Bande Ψ verwendet (s Methode II, Ziff 18) Wie bereits eingangs dieser Ziffer erwähnt, bringt das FOWLEsche Verfahren den atmosphärischen Einfluß in den Solarkonstantenwerten nicht völlig zum Verschwinden Gewisse Verbesserungen ergeben sich jedoch durch die Heranziehung gleichzeitiger Pyranometermessungen Der dann gewählte Reduktionsvorgang soll in Ziff 17 dargelegt werden

---

[1] Smithson Ann 3, S 39 (1913) [2] Smithson Ann 4, S 164 (1928)

[3] V J S 49, S 53 (1914), Ann d Phys (4) 45, S 377 (1914)

[4] Gerlands Beitr 16, S 344 (1927), Smithson Ann 5, S 103 (1932)

[5] Smithson Ann 4, S 131ff (1922) [6] Smithson Misc Coll 74, Nr 7 (1923)

[7] Ap J 37, S 359 (1913), 38, S 392 (1913) s auch ds Handb II/1, Kap 1, Beitrag SCHOENBERG

e) Das Pyranometer und seine astrophysikalische Anwendung.

16. Typen des Pyranometers. Von den Instrumenten, die zur Messung der Himmelsstrahlung sowie zur Messung der nächtlichen Ausstrahlung dienen, hat das sog. Pyranometer auch astrophysikalische Bedeutung gewonnen. Es wird nunmehr auch bei der Bestimmung der Solarkonstante herangezogen, und zwar in Verbindung mit dem Pyrheliometer und Spektrobolometer. Die neue Methode, auf die wir noch zurückkommen werden, gestattet, wiederholt an einem Tage vollständige Messungen auszuführen, da für einen Wert der Solarkonstante im Prinzip bereits eine Beobachtung bei einer einzigen Zenitdistanz der Sonne genügt. Ein weiterer Vorteil der Methode besteht darin, daß es auch möglich ist, Tage mit schwankenden Bewölkungsverhältnissen in das Arbeitsprogramm aufnehmen zu können. Die Messungen lassen sich in etwa 15 Minuten, die Rechnungen zur Ableitung der Solarkonstante, die nach den Angaben der Smithsonian-Beobachter bisher etwa 15 Stunden gedauert haben, in etwa 2 Stunden erledigen.

Abb. 18. Das Pyranometer von Anders Ångström. Oben (A) schematisches Bild des ganzen Apparates. Links unten (B) Schaltungsschema, rechts unten (C) schematische Anordnung der Metallstreifen des Empfängers (im übrigen siehe Text). [Medd. Met.-Hydr. Anst. 4 Stockholm (1928).]

Gegenwärtig bestehen zwei Typen von Pyranometern, das Ångströmsche und das Smithsonian-Pyranometer, die aber in ihrer Wirkungsweise prinzipiell nur wenig verschieden sind. Das von Anders Ångström entwickelte Pyranometer wurde zuerst im Jahre 1919 beschrieben[1]. Später ist das Instrument von A. Ångström und C. Dorno[2] in Verbindung mit einem registrierenden Galvanometer auch zur Messung der Totalenergie der Sonne verwendet worden. Im übrigen dient es aber vorwiegend zur Lösung meteorologischer Aufgaben, die in diesem Handbuche übergangen werden können. Die verbesserte Konstruktion von A. Ångström[3] ähnelt dem von ihm seinerzeit gebauten Pyrgeometer, einem rein meteorologischen Apparat. Wie aus der nebenstehenden Abbildung 18 *A* entnommen werden kann, ruht beim Ångströmschen Pyranometer eine Glocke *g* aus Flintglas hoher Durchlässigkeit auf einer Metallscheibe *d*. Die Empfängerstreifen *abab* sind in der Metallscheibe eingelassen. Die Streifen werden wie üblich geschwärzt, die mit *a* bezeichneten aber dann nachträglich mit einem weißen Farbüberzug versehen. Als Farbstoff verwendet man Magnesiumoxyd, in einer späteren Konstruktion Zinkoxyd. Die Anordnung des schwarzen und weißen Streifens ist in der Skizze *C* (rechts unten) ersichtlich. An der Rückseite der Streifen befinden sich die Lötstellen eines Thermoelementes, dessen Thermostrom mit einem Galvanometer *G* gemessen wird.

---

[1] M. Weather Rev. Nov. 1919. [2] M. Weather Rev. März 1921.
[3] Medd. Meteor. Hydr. Anst. Stockholm 1, Nr. 3 (1928).

Die Wirkungsweise der Apparatur ist folgende: Bei der Exposition des Empfängers bewirkt die auftreffende Strahlung im Pyranometer eine Temperaturdifferenz, veranlaßt durch den Umstand, daß die schwarzen Streifen naturgemäß mehr Strahlung absorbieren als die weißen. Das Galvanometer G, das an die Lotstellen angeschlossen ist, zeigt dann einen gewissen Ausschlag. Nun wird den weißen Streifen ein Kompensationsstrom zugeführt und am Schiebewiderstand R so lange reguliert, bis das Galvanometer wieder auf die Nullage einspielt. Die sich ergebende Stromstärke C wird am Milliamperemeter A (s. Abb. 18B) abgelesen. Es ist die zu messende Strahlung

$$R = K C^2,$$

wobei K eine Instrumentalkonstante darstellt.

Das Pyranometer der Smithsonian-Beobachter ist von ABBOT und ALDRICH[1] in zwei Abhandlungen beschrieben worden. Nach mehrfachen Verbesserungen entstand das Pyranometer[2], das zuerst bei den Solarkonstantenbestimmungen in Calama zur Verwendung gelangte. Der Empfänger besteht hier aus zwei Manganinstreifen von 6 mm Länge und 2 mm Breite. Die Dicke des einen Streifens ist jedoch um eine Zehnerpotenz größer als die des zweiten, nämlich $3 \cdot 10^{-2}$ mm gegenüber $3 \cdot 10^{-3}$ mm. Dadurch wird ein ähnlicher Effekt erzielt wie bei dem ÅNGSTRÖMschen Pyranometer durch die Wahl von schwarzen und weißen Streifen. Infolge der verschiedenen Dicke bewirkt nämlich die Strahlung, die gleichzeitig beide Streifen trifft, schließlich eine Temperaturdifferenz, die thermoelektrisch gemessen wird. Zwei Thermoelemente der Kombination Tellur-Platin sind in Serie geschaltet an der Rückseite der Streifen angeordnet, deren Thermostrom an einem Galvanometer die auftretende Temperaturdifferenz angibt.

Der Beobachtungsvorgang ist folgender: Der Empfänger wird der Strahlung ausgesetzt, infolge der unterschiedlichen Dicke der beiden Manganinstreifen tritt eine gewisse Temperaturdifferenz auf, die sich wieder in einem gewissen Ausschlag auswirkt. Nun wird der Empfänger abgeschirmt. Nach etwa 30 Sekunden wird dann beiden Streifen zugleich ein elektrischer Strom zugeführt und dermaßen abgeglichen, daß durch die elektrische Erwärmung ein ungefähr ebenso großer Ausschlag wie früher erzielt wird. Es ist also die Energie des elektrischen Stromes, für jeden Streifen in Wärme umgesetzt, dann gleich der Energie der Strahlung, die von jedem Streifen absorbiert wird. Ist C die Stromstärke, A_R der Ausschlag bei Bestrahlung, A_C der durch den Heizstrom bewirkte Ausschlag, so ist die Strahlungsintensität

$$R = K \frac{A_R}{A_C} C^2.$$

K ist eine Instrumentalkonstante, bei dem Pyranometer A. P. O. Nr. 6 (versehen mit einer Glasglocke wie in Abb. 18) ist $K = 2{,}54$ gcal cm^{-2} min^{-1}. Es schien nicht nötig, exakte Kompensation durchzuführen, da die beobachteten Ausschläge erfahrungsgemäß dem Quadrate des Heizstroms streng proportional waren. Wenn die gemessene Strahlung R einen Ausschlag A_2 und ein Strom C_1 einen davon etwas abweichenden Ausschlag A_1 bewirkte, so konnte R durch einen Strom C_2 kompensiert werden, der nur folgender Bedingung genügen mußte:

$$\frac{C_1^2}{C_2^2} = \frac{A_1}{A_2},$$

---

[1] The Pyranometer—an Instrument for Measuring Sky-Radiation, Smithson. Misc. Coll. 66, Nr. 7 (1916); The Use of the Pyranometer, ebenda 66, Nr. 11 (1916).

[2] Smithson. Ann. 4, S. 65ff. (1922).

Bei den Bestimmungen der Solarkonstante wird das Pyranometer auf einer äquatorialen Montierung, damit die Ebene des Empfängers senkrecht zur einfallenden Sonnenstrahlung zu stehen kommt, befestigt. Das Instrument wird auf 30° Winkelöffnung abgeblendet und außerdem noch durch eine Zentralblende gegen direktes Sonnenlicht abgeschirmt. Pointiert man auf die Sonne, so mißt dann das Pyranometer die Himmelshelligkeit in einem Kreisring von etwa 15° bis 30° Winkeldistanz.

Nach den ersten Jahren der Anwendung des Pyranometers ergab sich die Notwendigkeit gewisser Verbesserungen, die hauptsächlich bezweckten, daß die

Abb. 19. Teilbild der südafrikanischen Station des Smithsonian-Observatoriums auf dem Berge Brukkaros (1600 m). Der Beobachter bedient (im Bilde rechts) die beiden Pyrheliometer und das auf derselben Montierung angebrachte Pyranometer. [Smithson. Ann. 5 (1932).]

gleichmäßige Bestrahlung aller Stellen der Pyranometerstreifen bei allen Sonnenhöhen gewährleistet bleibt. Bei der letzten Anordnung[1] ruht der Apparat in einem Gehäuse, dessen Inneres gegen den Empfänger hin konisch verläuft und mit vier Blenden von 77, 57, 34 und 16 mm Öffnung versehen ist. Die äußerste Blende gestattet, die Himmelshelligkeit in einem Winkeldurchmesser von 29° zu messen, die hier angebrachte Zentralblende von 18 mm Durchmesser beschattet nicht nur die Sonne selbst, sondern zur Sicherheit auch ihre weitere Umgebung, insgesamt ein Feld von 7° Winkeldurchmesser. Dadurch erreicht man, daß beim Passieren der Himmelsstrahlung durch die innerste Öffnung des Behälters kein Streulicht der Sonne den Empfänger erreichen kann. Die äußere Form dieses neuesten Pyranometertyps ist aus Abb. 21, Ziff. 18 ersichtlich. In den letzten Jahren wird auf den Beobachtungsstationen des Smithsonian-Observatoriums dieses Pyranometer immer mit einem Zwillingspaar von Pyrheliometern auf einer gemeinsamen Montierung befestigt, so daß auf diese Weise die Bedienung aller

[1] Smithson. Ann. 5, S. 92 (1932).

Instrumente gleichzeitig erfolgen kann Abb 19 zeigt eine solche Aufstellung an der Mt Brukkaros-Station des Smithsonian-Observatoriums

17 Die Anwendung des Pyranometers bei den „kurzen" Methoden zur Bestimmung der Solarkonstante Die Anwendung des Pyranometers bei der Bestimmung der Solarkonstante fuhrt zu einem vereinfachten Beobachtungs- und Reduktionsverfahren, das von den Smithsonian-Beobachtern im Gegensatz zu der in Ziff 15 dargelegten ursprunglichen LANGLEY-ABBOTschen Methode als „kurze Methode" (s ds Handb IV, Kap 1, Beitrag BERNHEIMER, Ziff 23) bezeichnet wird Es handelt sich hier einmal um die kurze Methode, die 1918 in Calama eingefuhrt wurde (Methode I) Dabei entfallt die spektrobolometrische Bestimmung der Transmissionskoeffizienten der Atmosphare fur verschiedene Wellenlangen Eine weitere Vereinfachung brachte dann die neue Montezuma-Methode (Methode II), bei der das Spektrobolometer nur mehr zum Zwecke der Bestimmung der Infrarotabsorption benutzt wird Gewisse Abanderungen der Methode sind neuerdings fur die Stationen Table Mountain und Mt Brukkaros zur Einfuhrung gekommen (Methode III)

Die erste kurze Methode[1] geht von folgender Überlegung aus Die Durchlassigkeit der Atmosphare ist im wesentlichen vom Feuchtigkeitsgrad und von Staubpartikelchen der Luft abhangig Nach den grundlegenden Untersuchungen von FOWLE[2] ist die Intensitat der Infrarotbanden $\varrho\sigma\tau$ bzw Ψ fur den Gehalt an Wasserdampf charakteristisch Man kann, wie dies auch bei der ursprunglichen langen Methode der Fall ist (Ziff 15), das Verhaltnis ϱ/ϱ_{sc} als Maß des bei der Beobachtung herrschenden Wasserdampfgehaltes der Luft heranziehen, wobei ϱ die Ordinate des Fußpunktes dieser Bande und ϱ_{sc} die Ordinate ihrer hochsten Erhebung im Bologramm bedeuten Andererseits hat es sich erwiesen, daß fur den Grad der Verunreinigung der Atmosphare durch Staub und Partikelchen vulkanischen Ursprungs die Himmelshelligkeit charakteristisch ist, wie sie mit Hilfe des Pyranometers ermittelt werden kann Es laßt sich dann der Zustand der Atmosphare durch eine Funktion F ausdrucken Man erhalt z B fur eine Beobachtung bei der Luftmasse $m = 2$

$$F_2 = \frac{H_2}{\varrho/\varrho_{sc}},$$

wobei H_2 das Ergebnis der Pyranometermessung darstellt Es wurde nun aus dem Material eines langeren Zeitraumes, aus dem Beobachtungen gleichzeitig mit Bolometer und Pyrheliometer, aber auch mit Pyranometer vorlagen, die Beziehung zwischen F und den nach der alten Methode ermittelten Transmissionskoeffizienten der Atmosphare fur verschiedene Wellenlangen abgeleitet, und zwar sowohl fur Luftmasse 2 wie 3 Derart gewann man Korrektionstabellen, aus denen fur eine bestimmte beobachtete Luftmasse und ein bestimmtes F die Transmissionskoeffizienten unmittelbar entnommen werden konnten Es erubrigt sich dann zur Bestimmung der Solarkonstante nur mehr die Extrapolation auf Luftmasse $m = 0$, die in ganz analoger Weise wie bei der alten Methode erfolgt Mit Hilfe des gefundenen Transmissionskoeffizienten und der gegebenen Luftmasse wird die Flache B des Bologramms ausgemessen und, nachdem noch die Flache C der Absorptionsbanden berucksichtigt ist, auf die Flache A eines extraterrestrischen Bologramms umgerechnet Ist schließlich das Ergebnis der gleichzeitig mit der Pyranometermessung vorgenommenen Beobachtung mit dem Pyrheliometer P, die mittlere Distanz Sonne-Erde δ_0 und die Distanz zur Zeit der Beobachtung δ_1, so ergibt sich die Solarkonstante aus der Beziehung

$$S = P\,\frac{A}{B - C}\left(\frac{\delta_1}{\delta_0}\right)^2$$

[1] Smithson Ann 4, S 79ff (1922) [2] Ap J 38, S 392 (1913)

Die neue Vereinfachung der „kurzen Methode“ (Methode II), wie sie nunmehr in der Station Montezuma in Gebrauch steht[1], benutzt das Bologramm nur mehr für die Ausmessung der Absorptionsfläche im Infraroten und ersetzt die Ausmessung der übrigen Teile durch die Verwendung von Tabellen, die aus sorgfältig ausgewählten Eichdaten aufgebaut werden. Beobachtet wird wieder gleichzeitig mit Pyrheliometer und Pyranometer. Im Bologramm wird nunmehr die Fläche der Bande Ψ bei λ 11000 ausgemessen, sie tritt an Stelle der früher verwendeten Bande bei λ 9200 (s. die diesbezügliche Bemerkung in Ziff. 15). Ist D die Fläche

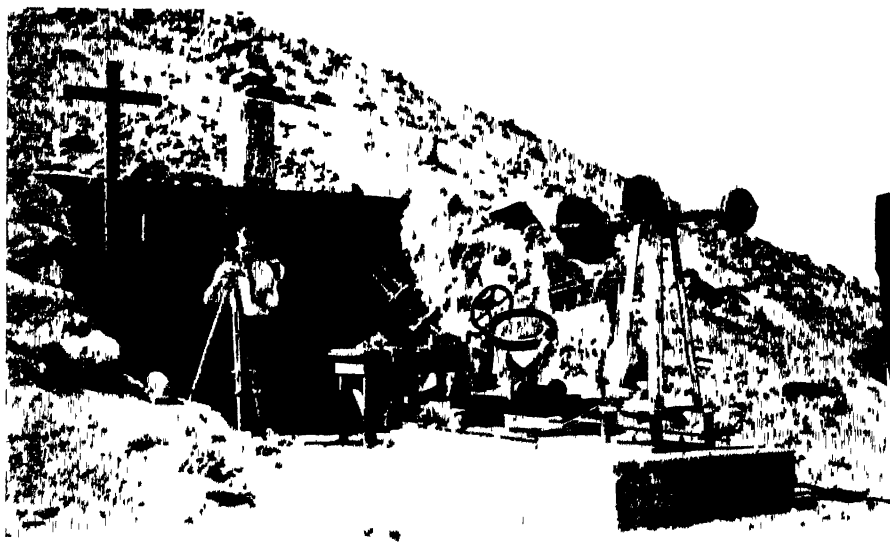



Abb. 20. Teilbild der chilenischen Station Montezuma (2700 m) des Smithsonian-Observatoriums. Infolge der hervorragenden Beobachtungsbedingungen besitzen die hier gewonnenen Daten der Solarkonstante das doppelte Gewicht der an den übrigen Bergstationen erzielten Ergebnisse. [Smithson Ann. 5 (1932).]

von Ψ in mm², H die Pyranometerablesung, reduziert auf gcal, und P das Ergebnis der Pyrheliometermessung, so ergibt sich vorerst ein Wert der Funktion F

$$F = \frac{H \cdot D}{P}.$$

Geht man nun mit dem auf eine Standardluftmasse reduzierten Wert von F in eine Tabelle ein, so findet man zu dem Argument der beobachteten Luftmasse m unmittelbar a_i, d. i. die Fläche innerhalb der Atmosphäre, die bisher immer erst aus den Bologrammen gewonnen werden konnte. Die Tabelle liefert außerdem a_0, die theoretisch zu erwartende Fläche des Bologramms außerhalb der Atmosphäre. An die beobachtete Fläche a_i sind wie bei der langen Methode noch mehrfache Korrektionen anzubringen, die aber hier durchweg aus Tabellen entnommen werden können. Man bildet den Ausdruck

$$I = \frac{a_0}{a_i + K_r + K_s},$$

wobei K_r sich aus den Korrektionen für den von der Strahlungsmessung nicht erfaßten ultravioletten und infraroten Bereich der Sonnenstrahlung (s. Ziff. 15),

---

[1] Smithson Ann. 5, S. 110ff. (1932).

K_s aus den Korrektionen fur die H_2O-Banden und die von der Luftmasse m abhangigen „m-Banden" zusammensetzt Verschiedene Tabellen liefern sowohl die den beobachteten F und m entsprechenden beiden K_r-Werte, als auch die beiden K_s-Werte Ist schließlich p der Reduktionsfaktor fur die Umwandlung der Pyrheliometerablesung in gcal, so ergibt sich die Solarkonstante aus

$$S = IPp\left(\frac{\delta_1}{\delta_0}\right)^2$$

Diese verbesserte Methode der Pyranometerreduktion (Methode II), die sich nach den Angaben der Beobachter in Montezuma bewahrt haben soll, hat nun in den Stationen Table Mountain und Mt Brukkaros vielfach zu unzuverlassigen Ergebnissen gefuhrt Man war daher gezwungen, neuerliche Abanderungen durchzufuhren[1], die eine noch bessere Erfassung der storenden Einwirkung der jeweils auf diesen Stationen herrschenden Lufttrubungen ermoglichen sollten (Methode III) Zu diesem Zweck wurde aus dem Zeitraum 1925 bis 1930 das Material von 1000 Tagen gesichtet und der Gang der Werte der Pyranometermessungen mit der Luftfeuchtigkeit abgeleitet Es ergab sich dann fur die Luftmasse $m = 2$ statistisch eine bestimmte Kurve, die ABBOT als normale Pyranometrie bezeichnete Andererseits wurde in weiteren Eichkurven fur bestimmte Wellenlangen auch der Zusammenhang zwischen den atmospharischen Transmissionskoeffizienten und der Feuchtigkeit festgelegt Nun untersuchte man, welche Abweichungen von diesen Kurven eintreten, sobald Tage herangezogen werden, die nicht mehr eine „normale Pyranometrie" gezeitigt haben Tragt man nun diese Abweichungen als Ordinaten und die Pyranometerexzesse selbst als Abszissen auf, so erhalt man fur bestimmte Feuchtigkeitswerte neue Reduktionskurven Man konnte nach diesen Vorarbeiten nunmehr zur Berechnung der Solarkonstante auf die kurze Calama-Methode (Methode I) ubergehen, mußte aber dann wieder die muhevollen Auswertungen des Bologrammes hinzunehmen Um dies zu vermeiden, wurde entschieden, sich der verbesserten Montezuma-Methode (Methode II) zu bedienen Um die hierfur entwickelten Tabellen verwenden zu konnen, war es nur noch notig, Zwischentabellen zu schaffen, die auf Grund eines sorgfaltig ausgewahlten Eichmaterials die Funktion F, reduziert auf die Luftmasse $m = 2$, fur jeden moglichen Wert der Feuchtigkeit und des Pyranometerexzesses ergeben

f) Die Ergebnisse der Messungsmethoden der Solarkonstante.

18 Die Zuverlassigkeit der Pyranometermessungen Die Messungen mit dem Pyranometer werden nunmehr auf allen Beobachtungsstationen des Smithsonian-Observatoriums durchgefuhrt und haben sich im allgemeinen gut bewahrt Die Moglichkeit, wiederholt am Tage vollstandige Messungen durchzufuhren, und die verhaltnismaßig einfachen Reduktionen nach den kurzen Methoden haben in den letzten Jahren eine ganz wesentliche Vermehrung der verfugbaren Daten gebracht, wie es mit Zuhilfenahme der alten Methode zur Bestimmung der Solarkonstante nie denkbar gewesen ware

Das Pyranometer ist ein zuverlassig arbeitender Meßapparat Wichtig ist auch der Umstand, daß erst ein Fehler von 20% im Pyranometerergebnis einen Fehler von 1% in dem schließlichen Wert der Solarkonstante hervorrufen kann Im Laufe der Jahre haben sich nur zweimal nennenswerte Unstimmigkeiten gezeigt, die leicht zu beheben waren So ergaben im August 1927 die Beobachtungen von Table Mountain einen plotzlichen Anstieg in den Werten der Solarkonstante,

[1] Smithson Ann 5, S 114ff (1932)

der, wie freilich erst im September 1928 festgestellt wurde, darauf zurückzuführen war, daß durch Schadhaftwerden der Schwärzung der äußersten Pyranometerblende Sonnenstreulicht in die Apparatur eingedrungen ist. Der Meßfehler ließ sich jedoch nachträglich für die einzelnen Monate zahlenmäßig bestimmen. Es mußte die Solarkonstante um rund 0,003 gcal oder etwa 0,1% korrigiert werden. Bei einer zweiten Änderung der Pyranometerkonstante, die kurz darauf eintrat und ebenfalls technischer Natur war, ergab sich ein Fehler in der Solarkonstante von 0,002 gcal.

Die Zuverlässigkeit der ermittelten Werte der Solarkonstante wird daher wohl kaum durch die Verwendung des Pyranometers gefährdet, zweifellos aber durch die Schwierigkeiten, die die Reduktionsmethoden selbst mit sich bringen.

Wenn auch die drei genannten kurzen Methoden zur Bestimmung der Solarkonstante eine nicht zu unterschätzende Arbeitsverminderung bedeuten und zugleich auch prinzipielle Verbesserungen in sich schließen, so kann doch nicht verhehlt werden, daß mit den mehrfachen Vereinfachungen ungeachtet aller sorgfältigen Vorsorgen naturgemäß auch nicht unbedenkliche Schematisierungen verbunden sind. So kann man die meisten Eichkurven, die den in Ziff. 17 genannten Tabellen zugrunde liegen, wohl kaum als gesichert ansehen, da die Einzelwerte, auf denen sie aufgebaut sind, ganz außerordentlich streuen[1]. Die Beobachter des Smithsonian-Observatoriums glauben jedoch den Ergebnissen nach den „kurzen“ Methoden zumindest gleiche Genauigkeit zuschreiben zu können wie denjenigen, die nach der ursprünglichen „langen“ Methode von LANGLEY und ABBOT gewonnen sind. Theoretisch müßten die kurzen Verfahren sogar vorzuziehen sein, da sie den momentanen Luftzustand mit Hilfe der zusätzlichen Pyranometermessungen noch wesentlich schärfer erfassen. Dies wäre für die Zuverlässigkeit der Endergebnisse von großer Bedeutung. Es hat sich nämlich gezeigt, insbesondere durch Untersuchungen von T. E. ECKERSLEY[2], H. KNOX-SHAW[3] und W. E. BERNHEIMER[4], daß die nach der langen Methode ermittelten

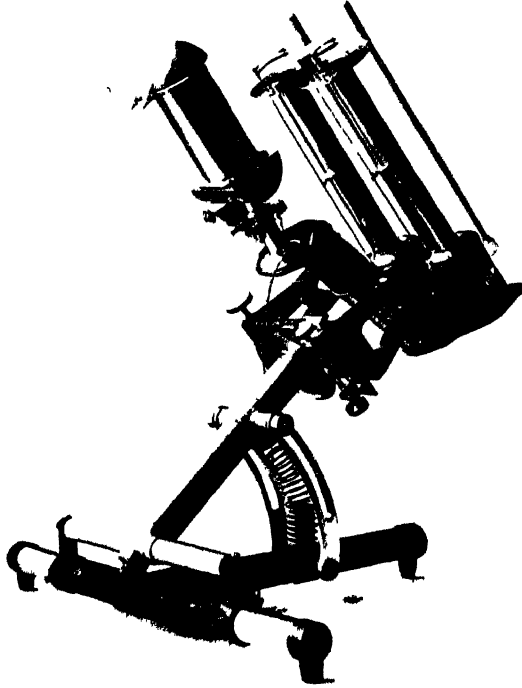



Abb. 21. Die neueste Pyranometertype (links) in gemeinsamer Montierung mit der verbesserten Form des Silver-Disk-Pyrheliometers (Zwillingssystem), wie sie nunmehr auf den Stationen des Smithsonian-Observatoriums in Verwendung stehen. [Smithson. Ann. 5 (1932).]

[1] Siehe z. B. Smithson. Ann. 5, Fig. 17, S. 116 und Fig. 18, S. 117 (1932).
[2] Helwan Bull. 14 (1914).
[3] Helwan Bull. 17 (1915), 23 (1921), 30 (1924).
[4] Seeliger-Festschr. 1924, s. auch ds. Handb. IV, Kap. 1, Ziff. 22.

sog definitiven Solarkonstanten von den Transmissionskoeffizienten der Erdatmosphare, wie sie an den gleichen Tagen beobachtet wurden, nicht unabhangig waren Bei der kurzen Methode ist, wie in der vorhergehenden Ziffer auseinandergesetzt, die Trubung der Atmosphare zweifellos schon besser berucksichtigt, doch sind, wie BERNHEIMER[1] zeigen konnte, auch bei den nach Methode I in Calama ermittelten Solarkonstanten die genannten Zusammenhange noch nicht aufgehoben Es scheint dies u a darauf zuruckzufuhren sein, daß die Berucksichtigung der Absorptionsbanden bei der Auswertung des Bologramms nicht hinreichend ist Der bei der Methode II bewerkstelligte Ersatz der Bande $\varrho\sigma\tau$ durch die Bande Ψ, die fur den momentanen Himmelszustand offenbar ein geeigneteres Maß darstellt (siehe auch die Bemerkung zu Abb 17, Ziff 15), hat nur wenig geholfen Diese großen Schwierigkeiten, die eigentlich die Berechnung von „absoluten" Solarkonstanten illusorisch machen, werden im ubrigen neuerdings auch von ABBOT[2] anerkannt Er stellt sogar fest, daß man niemals hoffen konne, eine ganz zuverlassige Messung der Wasserdampfabsorption zu erhalten, wie sorgfaltig auch die Wasserdampfbanden im Infraroten bestimmt worden sind Dasselbe gelte auch fur die Festlegung des Zusammenhanges zwischen der Funktion F und a, den Transmissionskoeffizienten der Atmosphare fur verschiedene Wellenlangen, eine Festlegung, die nur angenahert erfolgen konne Aus diesen Grunden sind auch heute noch die nach der langen Methode abgeleiteten „definitiven" Werte der Solarkonstante von der Luftfeuchtigkeit abhangig, die nach den kurzen Methoden gewonnenen von dem Wasserdampfgehalt bzw der Funktion F Sie konnen also strenggenommen nicht als Daten fur die extraterrestrische Sonnenstrahlung angesehen werden

19. Versuche zur Verbesserung „definitiver" Werte der Solarkonstante Die in der vorhergehenden Ziff 18 dargelegten Schwierigkeiten, den Einfluß atmospharischer Storungen bei der Bestimmung der Solarkonstante direkt zu eliminieren, fuhrten zu dem Versuche, den Korrektionen auf statistischen Wegen beizukommen Bei den Messungen nach den kurzen Methoden, die ein großes Material gleichzeitig von mehreren Stationen geliefert haben, wurde folgender Weg[3] beschritten Man hat die definitiven Solarkonstantenwerte in Gruppen zusammengefaßt, wobei zu jeder Gruppe Daten mit identischem Wasserdampfgehalt der Atmosphare herangezogen wurden Dasselbe geschah fur die Ergebnisse einer zweiten Station Da die Solarkonstante an einem bestimmten Tage fur beide Stationen als gleich groß angenommen werden kann, so ergeben dann die Vergleichungen der Stationen eine große Zahl von unabhangigen Beziehungen, aus denen der Übergang von einer Gruppe zu einer anderen hinsichtlich der Einwirkung des Atmospharenzustandes auf die „definitiven" Solarkonstanten abzuleiten war Einzelheiten dieser Korrektionsmethode und ihre Ergebnisse sind nicht veroffentlicht, eine Nachprufung ist demnach nicht moglich Ein anderes Verfahren zur Verbesserung „definitiver" Solarkonstantenwerte ist auf die sog „Selected Pyrheliometry" gegrundet C F MARVIN[4] hat wohl zuerst darauf aufmerksam gemacht, daß eine unabhangige Methode zur Bestimmung eventueller Schwankungen der Solarkonstante darin bestunde, daß man, bei Verzicht auf eine Extrapolation auf die extraterrestrische Strahlung, die Ergebnisse der Pyrheliometermessungen zweier Stationen hinsichtlich ihres Ganges untersucht, vorausgesetzt, daß sie bei gleichen Luftmassen und angenahert gleicher Luftdurchlassigkeit gewonnen worden sind 1926 wurde die Methode von ABBOT[5] kurz beschrieben[6]

[1] l c [2] Smithson Ann 5, S 120 (1932)
[3] C G ABBOT, Smithson Ann 5, S 120 (1932) [4] M Weather Rev 53, Nr 7 (1925)
[5] M Weather Rev 54, S 191 (1926), s auch Smithson Misc Coll 80, Nr 2 (1926)
[6] Siehe auch Beitrag BERNHEIMER, ds Handb IV, Kap 1, Ziff 24

Neuerdings ist die Methode für Montezuma angewendet worden[1], wobei für den Zeitraum 1920 bis 1924 sowie 1925 bis 1929 alle Pyrheliometerergebnisse gleicher Luftfeuchtigkeit monatweise untersucht wurden. Die mittlere Abweichung der Werte war von der Größenordnung eines halben Prozentes, ein Umstand, der auf die Zuverlässigkeit der Beobachtungsmethode hinweist. Die übrigbleibende geringfügige jährliche Variation der Abweichungen in den beiden Perioden hatte einen verschiedenen Charakter und wird von ABBOT zum Teil reellen Schwankungen der Solarkonstante zugeschrieben. Die Daten der „Selected Pyrheliometry" gestatten schließlich auch die gewonnenen Beobachtungsergebnisse der neuen Bergstationen an die alte Mt. Wilson-Skala anzuschließen. So ließen sich für Montezuma zu bestimmten Werten von m und F statistisch ermittelte diesbezügliche Korrektionen ableiten. Je nach den zugehörigen F und m ergeben sich Korrektionen zwischen 0,01 und 0,04 gcal. Inwieweit gerade die alte Skala als absolut angesehen werden kann, ist heute wohl nicht ohne weiteres zu entscheiden, muß aber eher bezweifelt werden. So haben in jüngster Zeit Messungen mit dem ABBOTschen neuen Water-Flow-Pyrheliometer Nr. 5 (s. Ziff. 39) gezeigt, daß die alte Absolutskala allem Anschein nach

Tabelle 3. Dekadenmittel der Solarkonstante 1920 bis 1930
(„Preferred Solar Constants" ABBOTS, siehe Text S. 452.)

Dekade		1920	1921	1922	1923	1924	1925	1926	1927	1928	1929	1930
Januar	1	1,968	1,964	1,938	1,934	1,936	1,945	1,939	1,940	1,937	1,929	1,935
	2	67	56	45	24	40	39	40	39	32	33	38
	3	59	50	48	18	41	47	34	37	37	32	36
Februar	1	58	42	44	25	36	41	35	39	44	33	34
	2	54	54	49	34	35	49	41	44	40	27	40
	3	56	54	48	(15)	37	40	30	42	41	30	43
März	1	59	54	47	25	44	41	38	36	47	29	40
	2	48	39	41	30	41	36	39	43	46	30	37
	3	32	42	32	30	39	41	34	43	45	31	39
April	1	48	49	30	33	39	45	30	44	43	32	41
	2	56	45	30	25	43	50	35	47	39	40	38
	3	52	46	25	31	44	46	40	45	42	37	39
Mai	1	50	50	23	27	43	46	38	46	42	38	42
	2	61	49	32	30	46	50	38	42	49	34	42
	3	50	50	24	34	47	54	43	45	46	35	42
Juni	1	43	27	20	18	51	43	39	50	46	35	45
	2	34	39	15	32	53	43	45	44	51	32	44
	3	38	36	12	32	53	48	41	45	45	32	40
Juli	1	45	52	00	34	46	52	41	48	43	33	44
	2	40	53	13	28	50	54	44	45	39	32	50
	3	51	48	23	44	43	47	41	46	40	34	46
August	1	30	44	17	42	50	49	43	43	41	31	44
	2	27	57	19	40	40	41	41	40	34	32	41
	3	32	37	21	41	30	42	42	42	38	30	41
September	1	51	50	21	45	41	56	41	41	41	28	39
	2	44	57	(15)	43	50	46	38	41	35	28	34
	3	44	50	19	40	46	50	43	48	23	32	41
Oktober	1	42	55	26	42	50	42	36	45	29	31	37
	2	51	61	21	42	50	49	37	43	32	33	37
	3	38	53	14	39	49	46	31	41	27	30	38
November	1	52	58	28	34	47	44	32	43	25	32	38
	2	48	52	25	43	49	48	30	43	29	35	39
	3	43	55	20	41	44	44	32	43	30	40	35
Dezember	1	57	53	25	42	42	44	35	44	29	41	40
	2	57	50	22	40	47	45	34	38	26	39	43
	3	1,949	1,948	1,930	1,922	1,939	1,946	1,935	1,938	1,932	1,939	1,949

[1] Smithson. Ann. 5, S. 133 (1932).

um nicht weniger als 2,5% zu hoch ist Demnach wurde der bisher als richtig angenommene Mittelwert der Solarkonstante (Mittel der Jahre 1920 bis 1930) von 1,94 auf 1,89 herabgesetzt werden mussen Wenn auch bisher diese Korrektion noch nicht berucksichtigt wurde, so wird sich dies in Zukunft wohl nicht umgehen lassen, um so mehr, als fur eine Reihe von Problemen der Fixsternastronomie ein gesicherter Absolutwert der Solarkonstante von Wichtigkeit ist

20 „Preferred Solar Constants“ In diesem Zusammenhang mag es von Interesse sein, eine Zusammenstellung der neuesten Werte der Solarkonstante zu geben Es ist wohl kein Zweifel, daß die in Amerika vorgenommenen Messungen bis zur Errichtung der Station Calama in Chile noch nicht eine derartige Genauigkeit besitzen, daß es sich lohnt, auf Einzelwerte einzugehen Von erheblich großerer Genauigkeit sind die Messungen des Zeitraumes von 1920 bis 1930, um so mehr, als sie großtenteils gleichzeitig an mehreren Stationen angestellt wurden Die in fruheren Veroffentlichungen mitgeteilten Ergebnisse aus dieser Zeit sind 1932 von ABBOT nach mehreren Gesichtspunkten revidiert und schließlich die wahrscheinlichsten Werte der Dekadenmittel und Monatsmittel in der letzt erschienenen Veroffentlichung[1] mitgeteilt worden In Tabelle 3 geben wir vorerst jene Dekadenmittel fur die Jahre 1920 bis 1930, die als wahrscheinlichste Werte bezeichnet wurden Bis einschließlich Dezember 1925 haben zur Ableitung dieser Daten Beobachtungen von Calama, Harqua Hala und Montezuma gedient Fur die Jahre 1926 bis 1930 beziehen sich die Daten vorwiegend auf solche Montezuma-Tage, an denen nach der kurzen Methode (s Ziff 18) beobachtet wurde Diese Werte sind gemittelt und die Beobachtungen anderer Stationen dann auf dieses System reduziert worden Die 10-Tages-Mittel dieser Tabelle sollen im allgemeinen befriedigende Werte darstellen, doch sind die Monatsmittel, im ubrigen fur die Jahre nach 1926 auf Daten gegrundet, die zum Teil von den Grundlagen zu der Tabelle der Dekadenmittel abweichen, offenbar von hoherer Zuverlassigkeit Diese nach ABBOT wahrscheinlichsten Werte der Monatsmittel der Solarkonstante von 1920 bis 1930 sind in Tabelle 4 wiedergegeben Fur die Jahre 1920 bis 1925 stellen diese Werte Mittelwerte aus den Daten der vorhergehenden Tabelle dar und beruhen demnach auf Beobachtungen von Harqua Hala, Calama sowie auf Montezuma-Beobachtungen nach der kurzen Methode Fur die Zeit von 1926 bis 1930 sind es gewichtete Mittelwerte dieser Stationen, wobei den Ergebnissen von Montezuma das Gewicht 2, jenen von Table Mountain und Mt Brukkaros je das Gewicht 1 zuerkannt wurde Fur

Tabelle 4 Monatsmittel der Solarkonstante 1920 bis 1930
(„Preferred Solar Constants“ ABBOTS, siehe Text)

1920	1921	1922	1923	1924	1925	1926	1927	1928	1929	1930	
1,965	1,957	1,944	1,925	1,938	1,944	1,940	1,941	1,938	1,933	1,941	Januar
56	50	47	25	36	43	36	42	42	33	40	Februar
46	45	40	28	41	39	37	43	45	32	39	März
52	47	28	30	42	47	36	44	42	31	41	April
54	50	26	30	45	50	40	44	46	36	44	Mai
38	34	16	27	52	45	43	47	48	33	43	Juni
45	51	12	35	46	51	42	45	43	33	43	Juli
30	46	19	41	40	41	43	43	40	32	41	August
46	52	18	43	46	51	41	44	39	29	35	September
44	56	20	41	50	46	35	44	31	31	35	Oktober
48	55	24	39	47	45	32	44	29	38	38	November
54	50	26	30	43	45	38	41	28	42	41	Dezember
1,948	1,949	1,927	1,933	1,944	1,946	1,939	1,943	1,938	1,934	1,940	Jahresmittel

[1] Smithson Ann 5, S 277 (1932)

die genannte Zeit liegen tatsachlich Monatsmittel dreier Stationen vor, wodurch zweifellos den Daten großere Wahrscheinlichkeit zukommt Nur in 3 Fallen grunden sich die Tabellenwerte der letzten 5 Jahre auf zwei Stationsergebnisse Die Ausnahmen sind folgende 1927 Juni fehlt Mt Brukkaros, 1928 September und 1929 Januar Montezuma

Uber die Fragen der Veranderlichkeit der Solarkonstante wird an anderer Stelle dieses Handbuches berichtet[1] Hier sei nur hervorgehoben, daß die verschiedenen Verbesserungen der Beobachtungsmethoden, die im Laufe der Jahre zur Einfuhrung gelangt sind, zweifellos auch eine Verminderung der Streuung in den „definitiven" Werten der Solarkonstante mit sich gebracht haben Die großen Schwankungen von mehreren Prozenten, die noch bis 1918 auf dem Mt Wilson beobachtet wurden, sind in Calama nicht mehr aufgetreten Noch geringer wurden die Schwankungen dann in Montezuma, Harqua Hala bzw auf den neuen Stationen in Table Mountain und Mt Brukkaros Aus dem neuen derzeit verfugbaren Material der Tabelle ergeben sich nunmehr folgende in Tabelle 5 wiedergegebene Jahresmittel und ihre Streuung

Tabelle 5 Jahresmittel der Solarkonstante 1920 bis 1930 und ihre Streuung

Jahr	Solarkonstante	Streuung in gcal	Streuung in Proz
1920	1,948	±0,0087	±0,45
1921	49	59	30
1922	27	108	56
1923	33	60	31
1924	44	46	24
1925	46	35	17
1926	39	34	17
1927	43	17	09
1928	38	65	34
1929	34	24	12
1930	40	28	14

Wie aus Tabelle 5 hervorgeht, hat die Abnahme der Schwankungen auch in den letzten Jahren neue Fortschritte gemacht Einzig 1928 hat aus unbekannten Grunden eine etwas hohere Veranderlichkeit gezeigt Jedenfalls ist es bemerkenswert, daß die an und fur sich bereits sehr geringe mittlere Jahresstreuung im Zeitraum 1920 bis 1924 im Betrage von 0,39%, im Zeitraum 1925 bis 1930 selbst mit Einschluß des Jahres 1928 auf 0,17%, demnach unter die Halfte herabgegangen ist Es ist vielleicht nicht unberechtigt, hieraus den Schluß zu ziehen, daß die Realitat der Schwankungen, soweit sie auf extraterrestrische Ursachen zuruckgefuhrt wird, kaum als gesichert angesehen werden kann

g) Bolometer und Thermoelement bei Strahlungsuntersuchungen der Sonnenflecke und der Korona

21 Die Arbeiten von 1905 und 1922 zur Intensitatsmessung der Sonnenflecke Die an sich naheliegende Aufgabe, das Spektrobolometer fur Untersuchungen der Energieverteilung im Spektrum der Sonnenflecke heranzuziehen, ist, soweit bekannt, nur ein einziges Mal bei den Versuchen ABBOTS[2] von 1905 am Snow-Teleskop des Mt Wilson-Observatoriums durchgefuhrt worden Es wurde dasselbe Spektrobolometer, das auch zu den sonstigen Strahlungsmessungen gedient hatte, verwendet, nur die Hohe des Spaltes derart verkleinert, daß bei Einstellung auf die Mitte des zu untersuchenden Fleckes die Spalthohe noch kleiner war als der Fleck im Durchmesser Spezielle Ergebnisse liegen nur von einem einzigen Tage vor, an dem sieben Bologramme aufgenommen und aus ihnen Energiewerte fur die Wellenlangen λ 4480, λ 5860, λ 7990, λ 12180 und λ 21150 erhalten wurden Innerhalb des Sonnenfleckes hat man die Inten-

---

[1] Beitrag BERNHEIMER, ds Handb IV, Kap 1 [2] Smithson Ann 2, S 233 (1908)

sitat von vier verschiedenen wohldefinierten Punkten gemessen und jedesmal das Intensitatsverhaltnis zur umgebenden Photosphare bestimmt Aus den wenigen Daten geht nur hervor, daß einerseits das Intensitatsverhaltnis Fleck/Photosphare gegen das Fleckenzentrum hin abnimmt, wie es — aber freilich nur fur kleine Flecken — bereits von K SCHWARZSCHILD und W VILLIGER[1] bei ihren Arbeiten im Bereiche von λ 3200 gezeigt wurde, und daß andererseits der Kontrast Fleck/Photosphare nach den kurzen Wellen hin wesentlich zunimmt Es steigt der Kontrast nach diesen Messungen von λ 21150 bis λ 4480 auf etwa das Doppelte an Vom Beobachter wird festgestellt, daß die absoluten Intensitatswerte in einzelnen Wellenlangen des Fleckes wohl zu hoch sein durften, da im Fleckengebiet Streulicht der Photosphare mitgemessen wurde Eine wichtige Fehlerquelle ist jedoch bei diesen Untersuchungen uberhaupt nicht beachtet worden Es fehlt jede Diskussion uber den Strahlungsverlust, sowohl in der Apparatur wie auch in der Erdatmosphare

Ahnliche Versuche sind erst 1922 wieder aufgenommen worden[2], diesmal mit Verwendung von Thermoelementen in Verbindung mit einem Monochromator Diese Untersuchungen wurden von E PETTIT und S B NICHOLSON mit dem 150 Fuß-Turmteleskop des Mt Wilson-Observatoriums angestellt Das Arbeitsprogramm bestand neben der Erforschung der spektralen Energieverteilung hier auch in einer direkten Bestimmung der Gesamtstrahlung der Umbra mit Hilfe eines Thermoelementes Das Element befand sich unmittelbar hinter einem mit einer Nadel durchstochenen Karton im Fokus des Turmteleskops Durch diese Blende von etwa 0,01 mm Durchmesser wurde die Gesamtstrahlung der Umbra und der Photosphare zu beiden Seiten des Fleckes gemessen Das Intensitatsverhaltnis Fleck/Photosphare ergab sich zu 0,471 gegenuber 0,477, dem Wert, der sich aus der Vergleichung der von den Energiekurven eingeschlossenen Flachen berechnen ließ Die gute Ubereinstimmung ist bemerkenswert

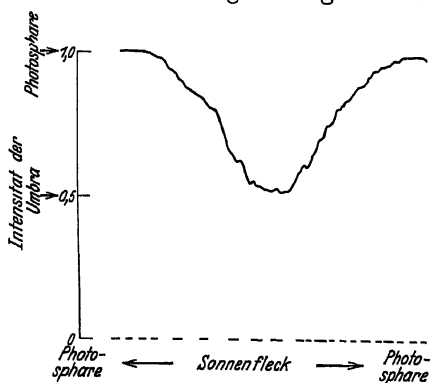



Abb 22 Registrierkurve der Gesamtstrahlung langs eines Sonnenfleckendurchmessers Gemessen mit Thermoelement auf dem Mt Wilson [Ap J 71 (1930)]

Das Thermoelement in Verbindung mit dem „Nadelstichdiaphragma" fand bei diesen Untersuchungen uberdies auch zur Festlegung des Energieverlaufes der Gesamtstrahlung langs eines Fleckendurchmessers Verwendung Die beim langsamen Vorbeiziehen des Fleckes jeweils erzielten Galvanometerausschlage wurden photographisch registriert und derart die in Abb 22 wiedergegebene Intensitatskurve gewonnen Auffallend ist hier die kontinuierliche Abnahme der Totalenergie von der Photosphare uber die Penumbra zur Umbra Dieses einfache und direkte Meßverfahren, seit 1922 kaum wieder angewendet, verdient in Zukunft fur systematische Fleckenuntersuchungen herangezogen zu werden, da derartige, regelmaßig vorgenommene Messungen wegen ihres objektiven Charakters zweifellos von großem Werte waren Diese Beobachtungen sind um so mehr von besonderem Interesse, als die genannten, in Abb 22 wiedergegebenen, Ergebnisse aus Gesamtstrahlungsmessungen bei selektiven Strahlungsuntersuchungen nicht bestatigt worden sind So hat eine photographische Photo-

---

[1] Ap J 23, S 345 (1906) [2] E PETTIT u S B NICHOLSON, Ap J 71, S 153 (1930)

metrie im Ultravioletten durch H. STREBEL und B. THÜRING[1] eine deutliche Aufhellung des Innenrandes der Penumbra ergeben. Ein ähnliches Verhalten ist auch in einigen Fällen durch Untersuchungen von N. BARABASCHEFF und B. SEMEJKIN[2], die mit Diapositivplatten und Gelbfilter gearbeitet haben, angedeutet worden.

Bei den amerikanischen Messungen der spektralen Energieverteilung leitete man die Strahlung durch das obenerwähnte Diaphragma auf den Spalt eines Monochromators[3], der mit einem Vakuum-Thermoelement in Verbindung stand. Die Galvanometerausschläge wurden photographisch registriert, wobei die Anordnung derart reguliert war, daß das Spektrum von λ 4000 bis λ 20000 innerhalb von 15 Minuten durchlaufen wurde. Auf derselben Platte wurden drei

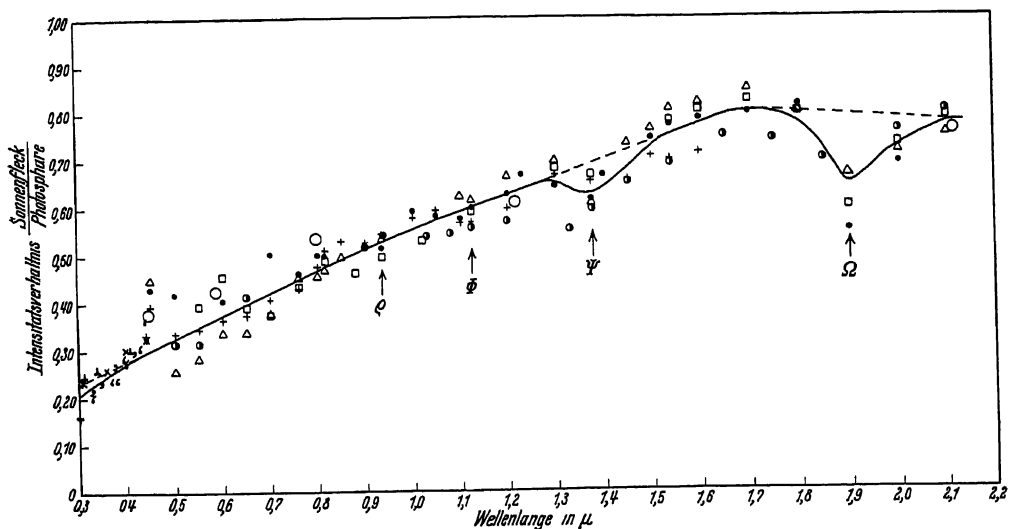



Abb. 23. Die Energiekurve des Intensitätsverhältnisses $\frac{\text{Sonnenfleck}}{\text{Photosphäre}}$ auf Grund bolometrischer und thermoelektrischer Messungen. Die Zeichen o entsprechen den bolometrischen Ergebnissen von ABBOT, die übrigen Zeichen stellen die Ergebnisse verschiedener Meßserien dar, die PETTIT und NICHOLSON mit Thermoelement und Monochromator gewonnen haben. Die Pfeile unterhalb der Kurve geben die Stellen der Absorptionsbanden ϱ, Φ, Ψ und Ω an. (Siehe auch Abb. 17, S. 440.) [Ap J 71 (1930).]

Registrierkurven aufgenommen, eine von einem Punkt knapp nördlich der Penumbra, die zweite von einem Punkt der Umbra und die dritte von einem Punkt knapp südlich der Penumbra.

Die gewonnene Energiekurve des Intensitätsverhältnisses Fleck/Photosphäre ist in Abb. 23 wiedergegeben. Die mit O bezeichneten Punkte entsprechen den 1905 von ABBOT bolometrisch bestimmten Werten. Die Übereinstimmung ist bemerkenswert. Ob die beiden konvexen Stellen der Kurve reell sind, ist von PETTIT und NICHOLSON nicht entschieden worden. Es ist aber wohl kaum zweifelhaft, daß diese Einsenkungen künstlich dadurch hervorgerufen wurden, daß es nicht gelungen ist, die Absorptionen der Wasserdampfbanden Ψ und Ω bei der Reduktion zu berücksichtigen. Diese Ansicht wird neuerdings auch von M. MINNAERT und A. J. N. WANDERS[4] vertreten. Im übrigen machen die beiden Forscher

[1] Z. f. Astrophys. 5, S. 96 (1932). [2] Z. f. Astrophys. 5, S. 54 (1932).
[3] Konstruktion von HILGER, beschrieben in Ap J 66, S. 43 (1927), Mt Wilson Contr. Nr. 336.
[4] Z. f. Astrophys. 5, S. 297 (1932).

mit Recht darauf aufmerksam, daß den amerikanischen Beobachtungen noch ein weiterer Fehler anhaftet, der auch bei den ABBOTschen Resultaten hervorgehoben wurde. Es bedarf noch einer Korrektion für den Strahlungsverlust in Apparatur und Erdatmosphäre. MINNAERT und WANDERS nehmen an, daß die an die Fleckenintensitäten anzubringenden Korrektionen für alle Wellenlängen 10% der Photosphärenstrahlung betragen, und kommen dann zu dem bedeutsamen Ergebnis, daß die von PETTIT und NICHOLSON mit Monochromator und Thermoelement gewonnene Intensitätskurve in sehr guter Übereinstimmung stehe zu der theoretischen Kurve, die sich beim Vorherrschen eines reinen Strahlungsgleichgewichtes in den optisch zugänglichen Gebieten eines Sonnenfleckes berechnen läßt.

22. Die Untersuchungen der Korona mit Bolometer und Thermosäule. Die meisten Untersuchungen der Korona sind mit photographischen Methoden angestellt worden, behandeln demnach nur die Strahlung in einem ausgewählten

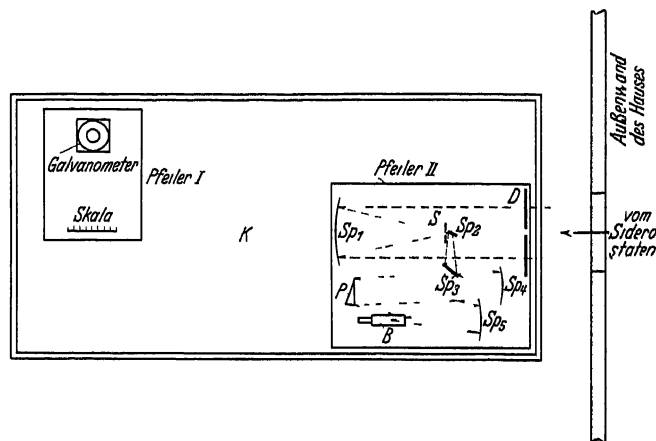



Abb. 24. Die erste Versuchsanordnung zur spektrobolometrischen Messung der Koronastrahlung, ausgeführt von C. G. ABBOT und C. E. MENDENHALL bei der Sonnenfinsternis 1900 Mai 28. [Ap J 12 (1900).]

Spektralbereiche. Dasselbe gilt für die Untersuchungen mit lichtelektrischem Photometer, wie sie zum ersten Male 1918[1] und dann wieder bei der Finsternis von 1922[2] ausgeführt wurden.

Eigentümlicherweise wurden nur bei wenigen Finsternissen Versuche unternommen, zur Strahlungsmessung Bolometer und Thermosäule heranzuziehen, obwohl es von großer Bedeutung wäre, auch die Gesamtstrahlung der Korona erfassen zu können. Die erste Anwendung des Bolometers erfolgte wohl im Jahre 1900[3] durch Beobachter des Smithsonian-Observatoriums. Die gewählte instrumentelle Anordnung ist aus Abb. 24 ersichtlich. Innerhalb der doppelwandigen Beobachtungskammer K wurden auf dem Pfeiler I das Galvanometer und die Meßskala, auf dem Pfeiler II das Bolometer und das optische Hilfsgerät aufgestellt. Die Sonnenstrahlung, bezw. die Strahlung der Korona, fällt von dem außerhalb des Hauses montierten Siderostaten durch ein Katzenaugen-Diaphragma D auf den 50 cm-Spiegel Sp_1, in dessen Brennpunkte der Spalt S und knapp hinter ihm der kleine ebene Spiegel Sp_2 befestigt ist. Mittels des zweiten ebenen Spiegels Sp_3 und des Kollimatorspiegels Sp_4 wird die Strahlung auf das an einer Fläche

[1] J. STEBBINS u. J. KUNZ, Ap J 49, S. 151 (1919).
[2] G. H. BRIGGS, Ap J 60, S. 280 (1924).
[3] C. G. ABBOT, Ap J 12, S. 69 (1900).

versilberte Prisma P gelenkt und erreicht schließlich nach Reflexion an dem 26 cm-Spiegel Sp, das Bolometer B Den mit dieser Apparatur gewonnenen Beobachtungen kann wegen zu großer Unsicherheit nur historische Bedeutung zuerkannt werden Dasselbe gilt fur die bei derselben Finsternis mit fast identischer Apparatur vorgenommenen Messungen von G E HALE[1] Dagegen haben bei der Sonnenfinsternis 1908 Januar 3 Versuche von ABBOT und MOORE[2] mit verbesserten Hilfsmitteln bereits positive Ergebnisse gebracht Zur Verwendung kamen Bolometer großer Empfindlichkeit 1 mm Ausschlag der Galvanometerskala entsprach einer Temperaturanderung von 1 10^{-5} Graden Es war Vorsorge getroffen ausschließlich langwellige Strahlung untersuchen zu konnen Zu diesem Zwecke wurde in den Strahlengang ein dunnes Asphaltfilter eingeschoben Andererseits verzichtete man auf Strahlung großer als 3 μ dadurch, daß vor dem Bolometer noch eine 3 mm dicke Glasplatte angebracht wurde Beobachtet wurde mit einem parallaktisch montierten 50,5 cm-Spiegel von 100 cm Brennweite Berucksichtigte man den Strahlungsverlust beim Durchgang durch die Glasplatte, so zeigte sich, daß die Strahlung der inneren Korona jener des Mondes gleichkam Die Filtermessungen ergaben eigentumlicherweise, daß die Korona in einer Distanz von 0,25 Sonnenradien um 9% mehr infrarote Strahlen emittierte als die Sonne, wobei freilich zu berucksichtigen ist, daß die Strahlung uber 3 μ infolge des Glasfensters ausgeschlossen war

Thermoelektrische[3] Untersuchungen der Koronastrahlung sind bei der Sonnenfinsternis 1925 Januar 24 von zwei Expeditionen vorgenommen worden Bei der einen Expedition haben H T STETSON und W W COBLENTZ[4] an einem 15 cm-Spiegel von 127 cm Brennweite mit Thermoelementen gearbeitet In der Absicht, noch weiter ins Infrarote zu kommen, als es bei den genannten Untersuchungen von 1908 der Fall war, wurde das Gehause der Vakuum-Thermosaule mit einem Fenster aus Flußspat versehen Diese Thermosaule bestand aus funf in Serie geschalteten Elementen Wismut-Silber und besaß einen Gesamtwiderstand von 9 Ω Jedes Element hatte zwei gleich große Empfanger (A und B der Abb 25) von den Dimensionen 1,5 × 5 mm Der Apparat war leicht zu bedienen, und es konnten entweder beide Empfanger zugleich (Festlegung des Nullpunktes) oder ein Empfanger allein der Strahlung ausgesetzt werden Zur Prufung der ABBOTschen Ergebnisse von 1908 wurde auch mit Vorschaltung einer 1 cm-Glyzerinzelle gearbeitet, die nach Laboratoriumsversuchen von COBLENTZ[5] eine gleiche Durchlassigkeit wie eine Wasserzelle besitzt Sollte die Korona tatsachlich eine nennenswerte Infrarotstrahlung emittieren, so mußten sich wesentlich geringere Galvanometerausschlage nach Durchgang der Strahlung durch die Glyzerinzelle ergeben

Der Beobachtungsvorgang umfaßte vier Serien Serie I a) die Empfanger A und B werden auf die dunkle Mondscheibe gerichtet, b) Empfanger A auf Korona-West, B als „kalte" Lotstelle, c) A und B wieder auf den Mond Das Ergebnis der ersten Messungsserie beruht auf dem Ausschlag $b = \frac{a + c}{2}$ Bei der Serie II wurde die Glyzerinzelle vorgeschaltet, im ubrigen die Beobachtungen der Serie I wiederholt Serie III a und c wie bei I, III b nunmehr mit Empfanger B auf Korona-Ost und A als „kalte" Lotstelle Serie IV schließlich analog wie Serie III, nur mit dem Unterschied, daß hier wieder die Glyzerinzelle vorgeschaltet wurde

Es zeigte sich, daß von der Glyzerinzelle nur etwa 33% der Gesamtstrahlung durchgelassen wurden, womit das ABBOTsche Ergebnis qualitativ bestatigt ist

[1] Ap J 12 S 87 (1900) [2] Smithson Ann 4, S 3 (1913)
[3] Nahere Angaben uber Thermoelemente siehe Ziff 2, 29, 30, 32 und 40
[4] Ap J 62, S 128 (1925) [5] Bull Bur of Stand 17 S 272 (1921)

Der Betrag an infraroter Koronastrahlung wäre sogar noch wesentlich größer. Man konnte dies dadurch erklären, daß bei den älteren Versuchen bereits bei 3 μ der Strahlung eine Grenze gesetzt war, hier aber noch weitere langwellige Strahlung hinzugekommen ist. Andererseits muß aber darauf hingewiesen werden, daß die Ergebnisse einer zweiten Sonnenfinsternisexpedition des Jahres 1925, thermoelektrische Untersuchungen von E. PETTIT und S. B. NICHOLSON[1], das große Übergewicht der infraroten Koronastrahlung nicht bestätigen konnten. Hier wurde an einem 50,5 cm-Spiegel von 101 cm Brennweite (dem umgeschliffenen ABBOTschen Spiegel von 1908) ebenfalls mit einem Vakuum-Thermoelement gemessen. Dieses Thermoelement besteht aus zwei Empfängerscheibchen, 5 mm

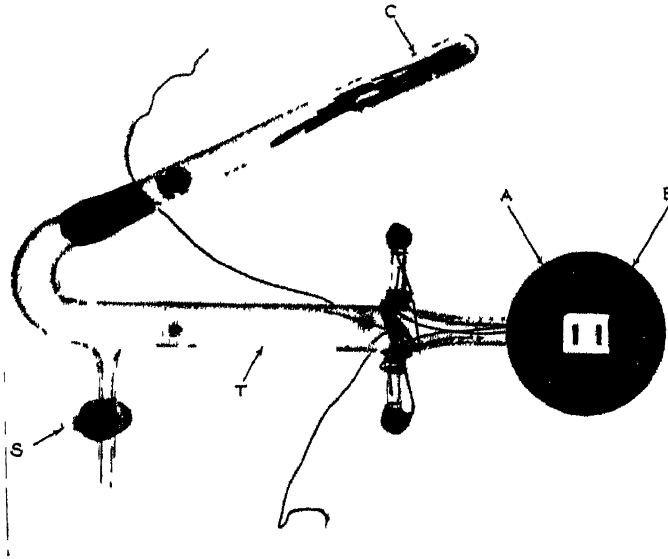



Abb. 25. Die von H. T. STETSON und W. W. COBLENTZ bei der Sonnenfinsternis 1925 Januar 24 verwendete Apparatur zur thermoelektrischen Messung der Koronastrahlung. Rechts die Thermosäule mit den beiden gleichdimensionierten Empfängern *A* und *B*. *S* der Stöpselverschluß des evakuierten Glasröhrchens *T*, links oben Ansatzrohr *C*, gefüllt mit metallischem Kalzium. [Ap J 62 (1929).]

voneinander entfernt, eine Distanz, die im vorliegenden Falle dem abgebildeten Mondradius gleichkam. Wurde ein Empfänger auf die Korona 4′,6 westlich des Mondrandes gerichtet, so stand der zweite Empfänger auf der dunklen Mondscheibe, 12′,4 innerhalb des Randes. Es wurde abwechselnd bei der Stellung „Korona-West" und „Korona-Ost" gearbeitet. Um während der Finsternis für alle Fälle die geeignetste Empfindlichkeit der Apparatur zur Verfügung zu haben, wurden praktische Vorkehrungen getroffen. Wäre die Empfindlichkeit zu groß gewesen, so sollten dem zum Galvanometer in Serie geschalteten Stöpselrheostaten Stöpsel entnommen werden, im umgekehrten Falle stand ein zweites Galvanometer von 6mal größerer Empfindlichkeit in Bereitschaft, das rasch in den Stromkreis einzuschalten war. Zur Durchführung einer Vergleichung der Gesamtstrahlung von Korona und Sonne hat man an einem der Finsternis folgenden Tage mit einem Hilfsspiegel bei gleicher Sonnenhöhe thermoelektrische Messungen vorgenommen.

[1] Ap J 62, S. 202 (1925).

Um mit Sicherheit die Gesamtstrahlung der Korona bis in das außerste Infrarot zu erhalten, war das Gehause des Thermoelements mit einem Steinsalzfenster versehen Andererseits wurde, um einzelne Spektralbereiche aussondern zu konnen, ahnlich wie bei den Planeten-Untersuchungen (s Ziff 31 und 33), auch mit Absorptionsfiltern gearbeitet Zur Anwendung gelangte die 1 cm-Wasserzelle, die bereits bei den ersten thermoelektrischen Untersuchungen[1] von 1922 (s Ziff 33) benutzt wurde Sie laßt nur mehr wenig Energie uber $1{,}1\,\mu$ durch und absorbiert Strahlung großer als $1{,}4\,\mu$ Daneben wurde die Koronastrahlung auch nach Durchgang durch ein Mikroskopdeckglaschen von 0,165 mm Dicke gemessen Dieses Filter, das zum ersten Male 1924 bei den thermoelektrischen Untersuchungen der Strahlung des Planeten Mars[2] Anwendung fand, laßt nur mehr wenig Energie uber $4\,\mu$ durch, Strahlung uber $8\,\mu$ wird bereits vollig absorbiert Mehrfache Einstellungen der Korona ergaben folgende mittlere Ausschlage Wasserzelle 47,1, Deckglaschen 61,4 und ohne Filter 65,4 Auffallend ist der geringe Unterschied zwischen der Gesamtstrahlung und der Strahlung nach Passieren des Mikroskopdeckglaschens Die prozentuale Verteilung der Strahlung bei Korona und Sonne in verschiedenen Spektralbereichen, wie sie sich aus den gewonnenen Ausschlagen errechnen laßt, ersieht man aus nachstehender kleinen Tabelle

Spektralbereich in μ	0,3 bis 1,3	1,3 bis 5,5	8 bis 14
Korona	77,6%	22,4%	0,0
Sonne	71,4	28,6	0,0

Es zeigt sich demnach, daß die Koronastrahlung im Bereich unter $1{,}3\,\mu$ wohl relativ großer als die Sonnenstrahlung, der Unterschied aber nicht bedeutend ist Zwischen 1,3 und $5{,}5\,\mu$ kehrt sich das Verhaltnis sogar um, und uber $8\,\mu$ fehlt praktisch jede Strahlung Die Ergebnisse von PETTIT und NICHOLSON sind demnach mit den fruher genannten Ergebnissen nicht vereinbar Man steht vor der noch ungeklarten Erscheinung, daß bei derselben Finsternis thermoelektrische Messungen der Koronastrahlung mit prinzipiell analoger Apparatur bei der einen Expedition eine Wasserzellentransmission von etwa 33%, bei der anderen von 78% gezeigt haben Reduziert man auf gleiche Skala, so ist das Verhaltnis der beiden Wasserzellenausschlage sogar von der Großenordnung 1 3 Von Interesse ist noch der Versuch, einen Absolutwert der Koronastrahlung anzugeben Nimmt man zur Zeit der Finsternis die Solarkonstante zu 1,93 $\mathrm{gcal\,cm^{-2}\,min^{-1}}$ an, so ergibt sich fur die Korona nach den Messungen von PETTIT und NICHOLSON ein Energiewert von $2{,}14 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{gcal\,cm^{-2}\,min^{-1}}$, wobei in diese Bestimmung die nicht gesicherte Annahme eingeht, daß der Strahlungsverlust in der Erdatmosphare fur Sonne und Korona gleich groß ist

Die theoretische Energieverteilung im kontinuierlichen Spektrum der Korona hat J WOLTJER JR [3] unter Annahme der Zerstreuung durch freie Elektronen behandelt und ist zu dem Schluß gekommen, daß die kurzwelligen Strahlen bis in das rote Gebiet in Korona und Sonne ubereinstimmen, daß dagegen die infrarote Strahlung in der Korona uberwiege Im ubrigen ist die praktische Übereinstimmung von Korona- und Sonnenspektrum fur das Gebiet von $\lambda\,3820$ bis $\lambda\,4840$ durch die Untersuchungen von H LUDENDORFF[4] bereits einwandfrei nachgewiesen und neuerdings von W GROTRIAN[5] auch fur das Gebiet von $\lambda\,3400$ bis $\lambda\,6500$ bestatigt worden Ungeklart bleiben aber, wie eingangs in dieser Ziffer

[1] Ap J 56, S 295 (1922) [2] Pop Astr 32, S 601 (1924) [3] B A N 3, S 103 (1926)
[4] Berl Ak Ber 1925, S 85 [5] Z f Astrophys 3, S 199 (1931)

auseinandergesetzt, die Verhältnisse im infraroten Gebiet In Abänderung seiner ersten Mitteilung bemerkt nun WOLTJER in einer zweiten Arbeit[1], daß eine Entscheidung kaum möglich sei, da die der Beobachtung zugängliche Strahlung noch dieselbe zentrale Verteilung aufweise wie die Sonne WOLTJERS Berechnungen sind von PETTIT und NICHOLSON[2] in einer strengeren Form wiederholt worden Sie finden zwar eine größere Infrarotstrahlung der Korona, glauben aber, daß es nicht möglich sei, mit Hilfe der Wasserzelle den Überschuß zu erkennen Theoretisch sei nämlich die Wasserzellentransmission der Sonne 72% und jene der Korona 70 oder 68%, je nachdem, welche Theorie herangezogen wird Die Beobachtungen von PETTIT und NICHOLSON stimmen jedenfalls mit der Theorie gut überein, da sie nur um 8 bzw 10% abweichen Dem gegenüber stehen aber noch immer die früher genannten gleichzeitigen Beobachtungen von STETSON und COBLENTZ mit einer Wasserzellentransmission von 33% und demgemäß einer Abweichung von dem theoretischen Werte um 37 bzw 35% Solange nicht neue Beobachtungen einwandfrei Fehler bei den Untersuchungen von STETSON und COBLENTZ nachweisen können, ist eine Entscheidung in dieser wichtigen Frage noch offen

Bei der Finsternis 1926 Januar 14 ist von H T STETSON, W W COBLENTZ, W ARNOLD und W A SPURR[3] der Versuch gemacht worden, neuerlich die Wasserzellentransmission der Koronastrahlung zu bestimmen, dünne Zirrusschleier und die tropische Luftfeuchtigkeit von Benkoelen haben jedoch die Messungen unmöglich gemacht

h) Anwendung der Thermoelemente zur Messung der ultravioletten Sonnenstrahlung

23 Die Apparatur von E PETTIT zur Strahlungsmessung bei λ 3200 Strahlungsmessungen im kurzwelligen Gebiete werden mit Hilfe der Photographie oder mit Anwendung der Alkalizellen vorgenommen Über die hier zur Verwendung kommenden Methoden ist an anderen Stellen dieses Handbuches berichtet (Beiträge A BRILL, II/1, Kap 2 und H ROSENBERG, II/1, Kap 4) In dem vorliegenden Abschnitt sollen jedoch jene Instrumente und Methoden behandelt werden, bei denen der kurzwellige Spektralbereich mit Hilfe von Thermoelementen untersucht wird In erster Linie handelt es sich um die auf dem Mt Wilson-Observatorium und in Tucson, Arizona, vorgenommenen modernen Arbeiten von E PETTIT[4]

Abb 26 Schematisches Bild des PETTITschen Apparates zur Messung der ultravioletten Sonnenstrahlung

Die von PETTIT verwendete Apparatur ist in Abb 26 schematisch dargestellt A ist eine Thermosäule, und zwar in der Anord-

[1] B A N 3, S 163 (1926) [2] Ap J 64, S 136 (1926) [3] Ap J 66, S 65 (1927)
[4] Publ A S P 38, S 21 (1926), Pop Astr 34, S 631 (1926), Wash Nat Ac Proc 13, S 380 (1927), s auch Comm Solar and Terr Relationships I Report, S 54 (1926), II Report, S 91 (1929), III Report, S 105 (1931)

nung, mit der die meisten Untersuchungen angestellt wurden, eine kompensierte Vakuumsaule Erst in letzter Zeit verwendet man bei diesen Arbeiten wieder alte Thermosaulen vom Luftzellentypus d_1 und d_2 sind die Zufuhrungsleitungen zu einem empfindlichen Galvanometer Um eine Spindel *Sp* als Achse rotiert eine Scheibe *Sch*, die je zwei symmetrisch angeordnete optische Systeme tragt Jedes dieser Systeme besteht aus einer kurzbrennweitigen Quarzlinse *L* (Öffnung 1″, *f* = 2″) und einer Quarzplatte *Pl* An den Innenseiten sind Linse und Platte in dem einen System versilbert (S), im anderen vergoldet (*G*) Im direkten Kontakte mit der Platte *Pl* ist an der Außenseite eine kupferne Blende angebracht, die die Öffnung fur die Silberlinse auf 8,08 mm, fur die Goldlinse auf 9,35 mm herabsetzt Durch

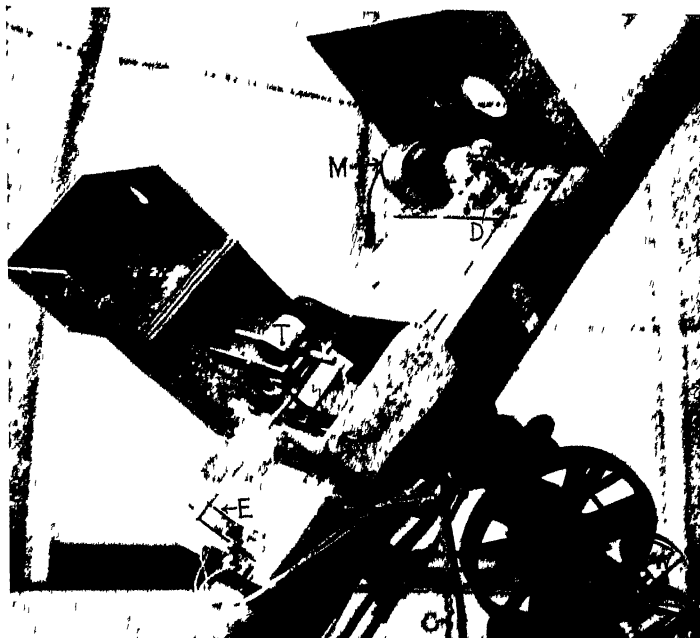



Abb 27 Die Anordnung des thermoelektrischen Meßapparates am Sechszoller der Mt Wilson-Sternwarte [Ap J 75 (1932)]

Drehung der Scheibe, die mit einem Uhrwerk gekuppelt ist, wird wechselweise das erste oder das zweite System in den Strahlengang Sonne-Thermosaule gebracht Das Silberfilter laßt Strahlen zwischen λ 3100 und λ 3300 durch, ein sehr spitzes Maximum liegt bei λ 3200 Das Goldfilter ist durchlassig fur die Wellenlangen λ 4000 bis λ 6000, ein verhaltnismaßig flaches Maximum ergibt sich bei λ 5000 Gemessen wird demnach das Intensitatsverhaltnis Ultraviolett Grun, das zu einer Ermittelung der ultravioletten Sonnenstrahlung fuhren soll

Die Apparatur wurde bisher auf dem Mt Wilson und in Tucson verwendet In Abb 27 ersieht man die gewahlte Anordnung in Verbindung mit dem sechszolligen Refraktor des Mt Wilson-Observatoriums In dem geoffneten Gehause befindet sich die Thermosaule *T*, hinter ihr erkennt man die Scheibe, als Trager der beiden optischen Systeme, vor ihr sitzt ein kleines Vergroßerungsglas *I*, mit dem die richtige Einstellung des „grunen" Sternbildes auf die Thermosaule kontrolliert wird Der Motor *M* mit der Friktionsscheibe *D* betreibt die Spindel, an deren unterem Ende die Hemmung *E* ersichtlich ist Diese wird in Intervallen von

1 Minute mittels eines Magneten automatisch gelost Die mit C bezeichneten Kabelschnure verbinden einerseits die Hemmungsmagneten mit der Kontaktuhr, andererseits die Thermosaule mit dem Galvanometer Auf der Polarachse des Sechszollers ist schließlich parallel mit dem Stundenkreise ein Zahnrad W montiert, das mit der photographischen Registriervorrichtung in Verbindung steht Die Anordnung ist derart reguliert, daß die Platte in der Stunde um 27 mm vorruckt Es konnen die Beobachtungen eines neunstundigen Zeitintervalles, das sind 135 Intensitatsmessungen des Energieverhaltnisses UV Grun von je 4^{m} Dauer, auf einer einzigen Platte des gewahlten Formates registriert werden

24 Methoden zur Reduktion der Beobachtungen Aus den Registrierkurven werden die einzelnen Beobachtungen graphisch ausgewertet und die Logarithmen des Intensitatsverhaltnisses UV/Grun sodann in einem Diagramm als Ordinaten, die Luftmassen $m = \sec z$ als Abszissen aufgetragen Die so gewonnenen Punkte lassen sich durch eine Gerade darstellen Es wird nun angenommen, daß dieselbe Beziehung zwischen m und UV/Grun auch fur die nichtbeobachteten Luftmassen, also auch fur $m = 1$ und $m = 0$ gelte PETTIT bestimmt demnach aus der Lage der Schnittpunkte der extrapolierten Geraden mit den Ordinaten die entsprechenden Werte des Intensitatsverhaltnisses Die Schwankungen des Intensitatsverhaltnisses UV/Grun werden unter der Annahme, daß sich die Intensitat fur Grun nicht andere, als reelle Schwankungen der ultravioletten Sonnenstrahlung angesehen Es entsteht nun die Frage, ob bei dieser Reduktionsmethode tatsachlich eine zuverlassige Extrapolation auf Luftmasse 0 vorgenommen wird, um so mehr, als es sich herausstellte, daß die mit der PETTITschen Apparatur ermittelte kraftige Schwankung der kurzwelligen Sonnenstrahlung in gleicher Weise zum Vorschein kommt, wenn bis Luftmasse 1 oder Luftmasse 0 extrapoliert wird Nach mehrfachen Untersuchungen von W E BERNHEIMER[1] scheint es sich jedoch im wesentlichen nicht um Schwankungen der extraterrestrischen Sonnenstrahlung handeln zu konnen, zumal in den veroffentlichten Daten ein ausgepragter jahrlicher Gang nachzuweisen war In einer vor kurzem erschienenen ausfuhrlichen Arbeit wird von PETTIT[2] die Moglichkeit storender Effekte in den Ergebnissen zugegeben Zwecks Diskussion des atmospharischen Einflusses leitet er fur jeden Monat des Zeitraums 1925 bis 1931 das Verhaltnis

$$\frac{(\mathrm{UV/Grun})_{m_1}}{(\mathrm{UV/Grun})_{m_0}}$$

ab Merkwurdigerweise bleibt nun dieses Verhaltnis praktisch immer unverandert Es treten nur ganz geringfugige Schwankungen auf, die jedoch keine Beziehung mit dem Gange der endgultigen Daten der extraterrestrischen Ultraviolett-Strahlung nachweisen Die Konstanz des Verhaltnisses wird von PETTIT als Beweis fur eine verhaltnismaßig gute Elimination des atmospharischen Einflusses angesehen Dieser Schluß ist aber wohl nur dann zulassig, wenn die berechneten Werte fur $m = 0$ tatsachlich extraterrestrisch sind Das ist aber schwer denkbar, da den Angaben der Beobachter zufolge die extrapolierten extraterrestrischen Strahlungswerte selbst bei Zirrus und Dunst ungestort bleiben Nur bei den Nachmittagsmessungen, die fur die endgultigen Daten ausgeschlossen wurden, ist nach PETTIT eine Verfalschung durch Talnebel eingetreten Immerhin ist auch nach neuen Untersuchungen von BERNHEIMER (unveroffentlicht), die nunmehr Daten von 1907 Tagen aus dem Zeitraum 1925 April bis 1933 Juni

[1] Naturwiss 16, S 526 (1928), ds Handb IV, Kap 1 (1929), M Weather Rev 57, S 412 (1930) Meteor Z 47, S 190 (1930), Lund Obs Circ Nr 2 (1931), Comm Solar and Terr Relationships III Report, S 16 (1931)

[2] Ap J 75, S 185 (1932)

umfassen, der jährliche Gang unverändert festgestellt worden Die beobachteten Schwankungen der ultravioletten Sonnenstrahlung, die im Falle ihrer extraterrestrischen Realität entweder Temperaturschwankungen der Sonne von etwa 1000° oder kräftige Intensitätsschwankungen der Absorptionsbande bei λ 3200 andeuten mußten, sind also offenbar im wesentlichen durch Vorgänge in der Erdatmosphäre bedingt Es ist nicht anzunehmen, daß entscheidende instrumentelle Fehler vorliegen, dagegen ist zu erwarten, daß eine Verbesserung der Reduktionsmethoden, die etwa nach Art der kurzen Methoden der Smithsonian-Beobachter (s Ziff 17) eine schärfere Erfassung des jeweiligen Luftzustandes ermöglichen, zum erwünschten Ziele führen werden Vor allem sollten nach einem Vorschlag von BERNHEIMER gleichzeitige Beobachtungen auf der nördlichen und der südlichen Halbkugel vorgenommen werden G ABETTI, der sich den von BERNHEIMER vorgebrachten Argumenten anschließt, schlägt neuerdings vor[1], das Problem durch spezielle UV-Spektrographen anzugehen und mit ihrer Hilfe, bei gleichzeitigem Anschluß an künstliche Lichtquellen, monochromatische Strahlungskurven in mehreren Spektralbezirken, abzuleiten Nach einem Berichte von J DUFAY[2] sind derartige Prüfungsversuche der amerikanischen Ergebnisse in Lyon begonnen worden

25 Das Meßverfahren von W W COBLENTZ und R STAIR Neben den in voriger Ziffer angeführten Untersuchungen von PETTIT ist nunmehr auch von anderer Seite beabsichtigt, Messungen der ultravioletten Sonnenstrahlung mit Thermoelementen vorzunehmen, Ergebnisse sind jedoch bisher noch nicht bekanntgeworden W W COBLENTZ und R STAIR[3] haben sich die Aufgabe gestellt, die kurzwelligste Sonnenstrahlung unterhalb von λ 3130 zu messen Das Verfahren beruht auf einer Filtermethode in Verbindung mit thermoelektrischen Apparaturen In ähnlicher Weise wie bei den Untersuchungen von PETTIT wird auf eine Vakuum-Thermosäule Verzicht geleistet und ein nichtselektives Thermoelement der Kombination Kupfer-Konstantan in Luft verwendet Zur Ausschaltung des sichtbaren und infraroten Spektralgebietes wird in den Strahlengang eine Quarzzelle mit einer Wasserschicht von 1 cm Dicke sowie ein Spezialfilter (Corning-Glasfilter G 985 A) eingesetzt Das optische System ist dann von maximaler Durchlässigkeit für den Bereich von λ 2500 bis λ 4400 Nach erfolgter Beobachtung in dieser Anordnung wird eine neuerliche Messung vorgenommen, diesmal jedoch nach Vorschalten von Barium-Flintglasplatten, die ausschließlich Strahlung oberhalb der Wellenlänge λ 3130 durchlassen Es besteht auf diese Weise keine Schwierigkeit, die gesuchte Strahlungsenergie im kurzwelligsten Bereiche unter λ 3130 rechnerisch abzuleiten Sie ergibt sich aus den Differenzen der Galvanometerausschläge, wie sie ohne und mit den Barium-Flintfiltern beobachtet wurden Es wäre von großem Interesse, wenn Messungen mit diesem Apparate, bei dem eine Genauigkeit von 1% unschwer zu erzielen ist, gleichzeitig mit Beobachtungen nach der PETTITschen Anordnung vorgenommen würden, einerseits zur gegenseitigen Kontrolle, andererseits aber vor allem aus dem Grunde, weil vermutete Schwankungen der Sonnenstrahlung in dem von COBLENTZ und STAIR erfaßten Spektralgebiete wohl noch größere Amplituden zeigen müßten, als in dem mit dem Silberfilter beobachteten Gebiete PETTITS

26 PETTITS Meßanordnung zur Bestimmung der spektralen Energieverteilung Neuerdings haben Thermoelemente in Verbindung mit einem Monochromator auch bei der Bestimmung der Energieverteilung im kurzwelligen Sonnenspektrum Verwendung gefunden Hinsichtlich des Monochromators ist

[1] Comm Solar and Terr Relationships III Report, S 5 (1931)
[2] Comité Nat Franç d'Astr, Congrès Nat d'Astr, Juli 1931, S 52 (1931)
[3] Bur of Stand J of Res 6, S 951 (1931)

folgende Erwägung maßgebend. Die in Ziff. 14 dargelegte Methode Abbots zur spektrobolometrischen Messung der Energieverteilung im gesamten Sonnenspektrum arbeitet mit unveränderten Spaltbreiten des Monochromators im ganzen Bereiche. Erst nachträglich wird die Korrektion für die veränderliche Dispersion an die Ergebnisse angebracht und sodann das prismatische Spektrum des Bologramms auf das normale Spektrum reduziert. Der Vorteil der Methode liegt darin, daß etwaige durch Veränderung der Spaltbreite während der Messung auftretende Fehler ausgeschlossen werden, andererseits darf aber nicht außer acht gelassen werden, daß die Dispersionskorrektionen, vor allem im Ultravioletten, derart anwachsen, daß die Endergebnisse ernstlich gefährdet werden. Dieser Nachteil hat sich, wie in Ziff. 35 noch dargelegt werden wird, bei den

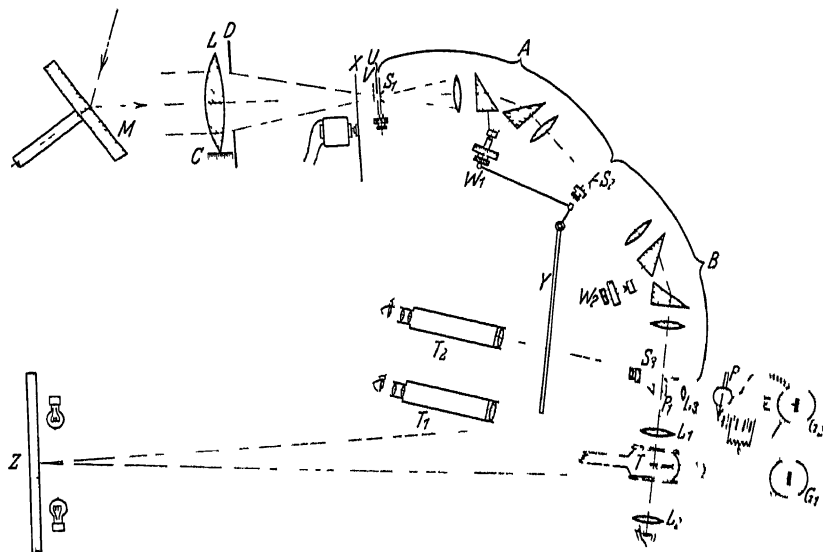



Abb. 28. Quarz-Doppelmonochromator mit Thermosäule und Photozelle zur Messung der Energieverteilung im kurzwelligen Sonnenspektrum. Schematische Skizze der 1931 von E. Pettit in Tucson, Arizona, verwendeten Apparatur. [Ap. J. 75 (1932).]

mit Hilfe des Spektrobolometers vorgenommenen Energiemessungen in den Fixsternspektren ungemein störend ausgewirkt.

Bei den Sonnenuntersuchungen im kurzwelligen Spektralbereich, die 1931 mit Doppelmonochromator und Thermoelement, bzw. Photozelle, von E. Pettit[1] in Tucson, Arizona, vorgenommen wurden, ließ man den ersten Spalt des Monochromators im allgemeinen unverändert, dagegen veränderte man den zweiten entsprechend der Dispersion. Bei einigen wenigen Versuchen wurde sogar auch die Konstanz der Breite des ersten Spaltes aufgegeben.

Die Messungen erfolgten mit einer Vakuum-Thermosäule T von vier Elementen der Kombination Wismut — Wismut + 5% Zinn (vgl. Ziff. 30 u. 32). Die Ausschläge des dazugehörigen Galvanometers G_1 wurden mit dem Ablesefernrohr T_1 und der Skala z beobachtet (s. Abb. 28). Für die kürzesten Wellenlängen konnte man die Thermosäule durch eine Na-Photozelle aus Quarz (Maximalempfindlichkeit bei λ 3200) ersetzen, die einfach durch Vorschalten des kleinen Quarzprismas P_1 bzw. der Quarzlinse L_3 in den Strahlengang gebracht wurde.

[1] Ap. J. 75, S. 204 (1932).

Die entsprechenden Ausschläge des Galvanometers G_2 wurden dann an derselben Skala z mit dem Ablesefernrohr T_2 beobachtet. Die Photozelle bewirkte einen Ausschlag von 700 mm, wenn die Thermosäule einen solchen von 30 mm ergab.

Bei den Messungen des totalen kurzwelligen Sonnenlichtes befand sich im Strahlengang zwischen dem Stellitsiderostaten M und dem ersten Spalt S_1 des ersten Monochromators nur ein vierzölliges Diaphragma, bei den Messungen der Strahlung aus dem Zentrum der Sonnenscheibe allein wurde dagegen die in Abb. 28 wiedergegebene Anordnung eingeschaltet. Sie besteht aus einer zwölfzölligen Quarzlinse L und einem Diaphragma D und besitzt noch eine bei C angedeutete Fokussierungsskala sowie einen rotierenden Sektor X zur wahlweisen Herabsetzung der Galvanometerausschläge auf ein Zehntel des ursprünglichen Wertes. Die beiden Monochromatoren A und B sind in gleicher Weise gebaut. Der gerade Spalt S_2, der beiden gemeinsam ist, bildet den Ausgangsspalt von A und den Eingangsspalt von B. S_1 ist der Eingangsspalt von A und S_3 der Ausgangsspalt von B, welche beide gekrümmt sind. Jeder Monochromator enthält zwei Quarzlinsen und zwei 30°-Quarzprismen. Um beim Eingang von A die Erwärmung des Spaltes S_1 herabzusetzen, ist hier noch ein breiter Spalt U angebracht, der durch den Verschluß V betätigt wird. W_1 und W_2 sind Mikrometerschrauben zur Orientierung der Prismensätze. Die Energieverteilung wurde im Bereich von λ 7000 bis λ 2900 bei 22 verschiedenen Einstellungen gemessen, wobei 12 Stellen auch mit der Photozelle registriert wurden. Zur Festlegung der gesamten Energiekurve benötigte man rund eine Stunde.

Bei der Reduktion der Messungen waren die Reflexion des Siderostaten, die Durchlässigkeit des Monochromators und die atmosphärische Transmission zu berücksichtigen. Arbeitete man mit Thermosäule, so war auch noch der Strahlungsverlust durch die Linse L_1, bei den Messungen der zentralen Sonnenintensität überdies auch jener durch die Linse L zu berücksichtigen. Die Bestimmung der atmosphärischen Transmission erfolgte auf folgende Weise: Aus einem Diagramm mit dem jeder Wellenlänge entsprechenden Logarithmus der Galvanometerausschläge und $\sec z$ als Koordinaten wurden die zu Luftmasse 1 und 0 gehörigen Werte extrapoliert und die Differenz der Werte für $m = 1$ und $m = 0$ als Logarithmus der atmosphärischen Transmission ($\log Tr$) angesehen. Die Beobachtungen eines jeden Tages wurden dann mit Hilfe dieses Wertes $\log Tr$ sowohl auf Luftmasse 1 wie 0 zufolge nachstehender Beziehungen der Bouguerschen Theorie reduziert:

$$\log d_0 = \log d - \sec z \log Tr,$$
$$\log d_z = \log d_0 + \log Tr,$$

wobei d den bei der Luftmasse $\sec z$ durchschnittlich beobachteten Galvanometerausschlag, Tr den oben ermittelten Wert der atmosphärischen Transmission, d_z und d_0 die aus der Extrapolation folgenden Galvanometerausschläge für Luftmasse 1 und 0 darstellen. Es erübrigt sich dann noch, d_z und d_0 um die Summe der bereits genannten Beträge des Strahlungsverlustes in den einzelnen Teilen der Apparatur zu korrigieren.

Beobachtungen sind nur an 8 Tagen erhalten worden. Man kann daher die Ergebnisse, wie kräftiger Abfall der Energiekurve bei λ 4000 und λ 3200 und ungefähre Konstanz zwischen λ 3900 und λ 3200 kaum als endgültig ansehen, um so mehr, als die Berücksichtigung des Strahlungsverlustes in Apparatur und Atmosphäre nicht genügend streng erfolgt ist. Bedenken in dieser Richtung sind u. a. von R. Wildt[1] vorgebracht worden, der speziell auf die im übrigen auch

[1] Himmelswelt 32, S. 204 (1932).

von PETTIT[1] selbst bemerkte Unstimmigkeit hinweist, daß die zentrale Sonnenenergie im ultravioletten Gebiete wesentlich geringer erscheint, als die Energie der totalen Sonnenscheibe Dies steht mit allen bisherigen Erfahrungen in Widerspruch Ob dieses Ergebnis durch eine fehlerhafte Ermittelung des Strahlungsverlustes der Quarzlinse L verursacht ist, oder ob andere instrumentelle Fehlerquellen vorliegen, wird erst bei zukünftigen Neubestimmungen festzustellen sein, diese müßten dann unbedingt auch auf ein größeres Material gegründet sein und hätten vor allem die Extinktionswirkung in der Erdatmosphäre schärfer zu erfassen

1) Methoden und Instrumente zur Messung der Gesamtstrahlung der Planeten und Fixsterne mit Thermoelementen und Radiometern

27 Historische Untersuchungen Die Untersuchungen über die Wärmestrahlung der Sonne gehen, wie in Ziff 11 auseinandergesetzt, bis zu den 1800 von W HERSCHEL[2] vorgenommenen Versuchen zurück, die bolometrischen Meßmethoden sind im wesentlichen bereits 1882 von S P LANGLEY[3] entwickelt worden

Dagegen verzeichnen wir den ersten Versuch, die Gesamtstrahlung eines Planeten zu bestimmen, nicht früher als 1913 Es handelt sich hier um die thermoelektrischen Experimente von A H PFUND[4] auf der Allegheny-Sternwarte (s Ziff 29) Systematische Arbeiten über die Gesamtstrahlung der Planeten hat W W COBLENTZ nach erfolgversprechenden Vorversuchen im Jahre 1914[5] ab 1922[6] veröffentlicht (s Ziff 31), über die Mt Wilson-Untersuchungen von PETTIT und S B NICHOLSON erfolgte die erste Mitteilung 1923 beim 13 Meeting der Am Astr Soc[7]

Wesentlich weiter zurück als die Messungen der Wärmestrahlung der Planeten liegen die ersten Versuche, die die Fixsterne als Objekt haben Bereits 1868[8] verwendet W HUGGINS Thermoelemente Er arbeitet an einem 8-Zoller und benutzt zwei Paare von Thermoelementen der Kombination Bi – Sb Nach 4 bis 5 Minuten Exposition erzielt er Ausschläge bei Arktur, Pollux Regulus und Sirius Bald darauf stellt E J STONE[9] mit Thermoelementen an einem Refraktor von $12^3/_4$ Zoll Öffnung das Verhaltnis der Wärmestrahlung Arktur/Wega zu 3/2 fest Wenn auch dieses Ergebnis der Größenordnung nach richtig ist, so ist zu bedenken, daß die STONEsche Apparatur außerordentlich primitiv war, da für einen einzigen Ausschlag 10 Minuten lang exponiert wurde Wie wir heute rückblickend erkennen müssen, sind sowohl die Versuche von HUGGINS als auch die von STONE mit völligen untauglichen Mitteln erfolgt und die damals vermuteten Ergebnisse nicht als reell anzusehen Bis 1890 sind neuere Versuche nicht mehr vorhanden, abgesehen von den ganz unwahrscheinlichen Angaben von T A EDISON, 1878 mit seinem „Mikro-Tasimeter"[10], in Verbindung mit einem 4-Zoller, Galvanometerausschläge von α Boo erhalten zu haben[11] 1890 veröffentlichte C V BOYS[12] seine an einem 16zölligen Spiegel vorgenommenen

[1] Ap J 75, S 218 (1932) [2] Phil Trans London 90, S 284 (1800)
[3] C R 95, S 482 (1882) [4] Publ Allegheny 3, S 43 (1913)
[5] Lick Bull 8, S 104 (1915), Sc Pap Bur of Stand 1914, Nr 244
[6] Erste Mitteilung Oktober 1922 beim Meeting der Opt Soc Am, veröffentlicht in Pop Astr 31, S 105 (1923)
[7] Pop Astr 31, S 657 (1923) [8] London R S Proc 17, S 309 (1868/69)
[9] London R S Proc 18, S 159 (1869/70) [10] Chem News 28 (1878)
[11] Use of the Tasimeter for Measurement of the Heat of Stars and of the Sun's Corona, Amer J Sci 67, S 52 (1879)
[12] London R S Proc 47, S 480 (1890)

Untersuchungen mit einem von ihm konstruierten sog Radiomikrometer[1] Der Empfanger hatte eine Oberflache von 4 mm^2, die Aufhangevorrichtung bestand in einem Quarzfaden Die Schwingungsperiode betrug 10 Sekunden Uber die Empfindlichkeit seiner Apparaturen macht BOYS folgende Angaben Ohne Fernrohr wurde durch eine Kerze in 152 cm Entfernung ein Ausschlag von 60 mm erzielt, in Verbindung mit dem genannten Spiegelteleskop bewirkte eine Kerze in einer Distanz von 250,7 Yard bei trockener Witterung einen Ausschlag von 38 mm BOYS berechnete, daß durch seine instrumentelle Anordnung $1,5 \cdot 10^{-5}$ der Warmestrahlung des Vollmondes erfaßt werden konnte Bei seinen Versuchen soll sich bei der Venus ein meßbarer Ausschlag ergeben haben, Versuche bei Jupiter, Saturn, α Boo, α Lyr, α Aur und α Aql sind negativ ausgefallen Da zweifellos das Radiomikrometer von BOYS den von HUGGINS und STONE verwendeten thermoelektrischen Meßapparaten an Empfindlichkeit uberlegen war, so mussen wohl die von HUGGINS und STONE veroffentlichten Ergebnisse auf sekundaren Effekten innerhalb der Apparatur beruhen und konnen nicht als reelle, extraterrestrische Strahlungsmessungen angesehen werden Dieser Verdacht wurde schon von BOYS geltend gemacht und durch die spateren Arbeiten von E F NICHOLS[2] (Ziff 28) bekraftigt Auf Grund moderner Erfahrungen muß man die Arbeiten von BOYS als die ersten astrophysikalischen Warmestrahlungsmessungen bezeichnen, wobei aber auch hier nicht mit voller Sicherheit angegeben werden kann, ob der beobachtete Ausschlag bei Venus als reell anzusehen ist

Das Radiomikrometer ist von außeren magnetischen Einflussen frei und verdient daher großere Beachtung Wenn auch spaterhin W W COBLENTZ eine Neukonstruktion[3] dieses Meßinstrumentes entwickelte, so sind doch astrophysikalische Anwendungen, soweit bekannt, nicht mehr vorgenommen worden Der Grund durfte darin bestehen, daß die Thermoelemente dem Radiomikrometer an Empfindlichkeit uberlegen sind, obwohl es neuerdings, wie etwa durch das Radiomikrometer von H WILLE[4], gelungen ist, gegenuber dem BOYSschen Instrument eine ganz wesentliche Empfindlichkeitssteigerung zu erzielen So ist es durch eine nennenswerte Verringerung der Dimensionen von Drahtschleife und Spiegelchen mit dem WILLEschen Apparate bei einer Normalkerze als Lichtquelle und einem Skalenabstand von einem Meter moglich, noch einen Ausschlag von 500 mm zu erreichen

28 Die Radiometermessungen von E F NICHOLS Das von E F NICHOLS[5] konstruierte Torsionsradiometer, eine Verbesserung der CROOKESschen Lichtmuhle[6], ermoglichte, ernstlich an astrophysikalische Strahlungsmessungen heranzugehen Die Versuche erfolgten 1898 und mit verbesserter Anordnung 1900 auf der Yerkes Sternwarte durch NICHOLS mit Unterstutzung von A L COLTON und C F ST JOHN[7] Das Radiometer hatte geschwarzte Flugel von 2 mm Durchmesser, der Abstand der Mittelpunkte betrug 4,5 mm Die Flugel waren mittels eines feinen, 32 mm langen Quarzfadens, der in einem Stahldraht endigte, in die Aufhangevorrichtung eingelassen Die Schwingungsperiode betrug 10 bis 11 Sekunden, bei der verbesserten Konstruktion von 1900 13 Sekunden Der maximale Effekt wurde in 5 bis 7 Sekunden erreicht Das Radiometer ruht wie ublich

[1] London R S Proc 42, S 189 (1887) Das Radiomikrometer ist unabhangig von BOYS auch von D'ARSONVAL (Soc Franç de Phys 1886, S 30 u 77) erfunden worden

[2] Ap J 13, S 101 (1901)

[3] Bull Bur of Stand 2, S 479 (1906), 7, S 243 (1911)

[4] Phys Z 21, S 311 (1920)

[5] Beschrieben in Wied Ann 60, S 401 (1897), Phys Rev 4, S 297 (1897)

[6] London R S Proc 22, S 32 u 373 (1874), 24, S 276 (1876) 25, S 304 (1877) 28 S 29 (1877) Die Radiometerliteratur bis zu den Arbeiten von NICHOLS (110 Hinweise) findet sich in WINKELMANNS Handb der Phys 2, S 262 (1896)

in einem moglichst luftdicht gehaltenen Behalter Die Strahlung fallt durch ein Flußspatfenster auf den Empfanger Die gunstigste Wirkungsweise ergab sich mit einer Anordnung, bei der der Abstand zwischen Flugeln und Fenster 2,5 bis 3 mm betrug Es ist zu beachten, daß die selektive Absorption des Flußspatfensters streng in Rechnung zu ziehen gewesen ware Jedenfalls durfte bei der NICHOLSschen Apparatur Strahlung uber λ 8000 zum großten Teile, uber λ 9400 vollstandig vom Flußspatfenster absorbiert worden sein

Bei den in Verbindung mit einem 61 cm-Spiegel vorgenommenen Versuchen arbeiteten zwei Beobachter Der eine notierte am Ablesefernrohr die Ausschlage, der andere pointierte mit Hilfe der Feinbewegung eines Heliostaten den Stein auf einem Flugel des Radiometers Es wurden zweierlei Ausschlage gemessen einerseits die bei der Belichtung erfolgten, andererseits solche, die sich bei der Verdunkelung des Flugels ergaben Die kombinierten Mittelwerte wurden dann fur die Ergebnisse herangezogen Die Empfindlichkeit des Radiometers kann folgendermaßen charakterisiert werden Ohne Spiegel erzielte eine Meterkerze einen Ausschlag von $5{,}2 \cdot 10^2$ mm, demzufolge mit dem Spiegel theoretisch einen Ausschlag von $5 \cdot 10^7$ mm Dies gilt fur die Anordnung von 1898 Bei den Versuchen des Jahres 1900 erhohte sich der Ausschlag auf $7{,}2 \cdot 10^2$ bzw auf $6{,}87 \cdot 10^7$ mm Die NICHOLSsche Apparatur war 10mal empfindlicher als jene von BOYS Berucksichtigt man noch die von beiden verwendeten Spiegel, so steigt das Verhaltnis auf rund 26 : 1

Folgende numerischen Ergebnisse[1] NICHOLS' seien hervorgehoben α Boo gab einen Ausschlag, der der Warmestrahlung von $1 \cdot 10^{-8}$ Meterkerzen entspricht Die Warmestrahlung von α Lyr war rund 50% geringer In beiden Fallen ist eine Berucksichtigung der Extinktion in der Erdatmosphare nicht erfolgt Bei den Untersuchungen von 1900 ist der Versuch einer Zenitreduktion gemacht worden, die nach mannigfachen Diskussionen schließlich auf eine Anwendung der visuellen Tabelle G MULLERS[2] hinauslauft Immerhin verdienen die Endergebnisse NICHOLS auch heute noch ein gewisses Interesse Bezeichnet man die radiometrisch gemessene Energie von Wega mit 1,0, so findet man fur Saturn 0,74, fur Arktur 2,2 und schließlich fur Jupiter 4,7 Bemerkenswerterweise[3] wird die gegenuber Wega mehr als doppelt so große Warmestrahlung von Arktur dahin gedeutet, daß der Arktur zwar eine geringere Photospharentemperatur besitze, jedoch „may be of sufficiently greater angular diameter, to equal Vega in light and surpass it in total intensity"

29 Die Untersuchungen von A H PFUND Angeregt durch die von NICHOLS (s Ziff 28) mit einem Radiometer erhaltenen Messungsergebnisse, wurden im Jahre 1913 von A H PFUND[4] an dem 30zolligen Spiegel des Allegheny-Observatoriums neue Strahlungsmessungen vorgenommen Fur das Gelingen der Versuche war der Umstand ausschlaggebend, daß PFUND ein neues Thermoelement entwickelt hatte, das dem Radiometer NICHOLS' nahezu gleichwertig war Reduziert man die gewonnenen Ausschlage auf gleiche Spiegeloffnungen, so war die PFUNDsche Anordnung der Apparatur NICHOLS' etwa dreifach uberlegen Die Messungen am Himmel wurden nur kurze Zeit hindurch vorgenommen Beobachtungsergebnisse sind nur fur eine einzige Nacht (1913 September 22) veroffentlicht worden, in der Jupiter, Wega und Atair gemessen wurden

Das Thermoelement wurde, wie erwahnt, von PFUND selbst konstruiert und stellt einen wesentlichen Fortschritt gegenuber alteren Typen dar In Abb 29 bedeuten *A* und *B* die beiden geschwarzten Empfangerscheibchen des Vakuum-

[1] Ap J 13 S 101 (1901) [2] Photometrie der Gestirne Leipzig 1897
[3] In Anbetracht des Veroffentlichungsjahres 1901
[4] Publ Allegheny 3, S 43 (1913)

Thermoelementes, die abwechselnd als „warme“ und „kalte“ Lotstelle wirken (s Ziff 2) Ihre Fläche beträgt 1,1 mm², der gegenseitige Abstand 4 mm Die Streifen 1 und 2′ sind Wismut- und Zinklegierungen, 1′ und 2 Wismut- und Antimonlegierungen Es liegt hier eine Kompensationsanordnung vor Sowohl der Empfänger A wie B besteht aus zwei gegeneinander isolierten Teilen Jede thermische Veränderung der Umgebung beeinflußt die beiden Systeme in gleicher Weise und wird derart unwirksam Das Gleichgewicht kann ausschließlich nur durch die Sternstrahlung gestört werden, die auf ein einziges System geleitet wird Eine Neukonstruktion desselben Autors[1], die jedoch bei den astrophysikalischen Versuchen noch nicht zur Verwendung gelangt ist, verbessert die Kompensation dadurch, daß die Empfängerscheibchen einander noch mehr genähert werden Bei diesem Thermoelement beträgt der Zwischenraum nur mehr $^1/_2$ mm [Vgl diesbezüglich die ähnliche Anordnung bei COBLENTZ (Ziff 30)]

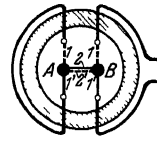



Abb 29 Schematische Skizze des thermoelektrischen Empfängers von A H PFUND (1913) [Publ Allegh Obs 3 (1916)]

Das Galvanometer vom d'Arsonval-Typus war in einem Nebenraum auf einem erschütterungsfreien Pfeiler aufgestellt Die Spiegelablesung konnte noch bei 5 m Distanz vorgenommen werden, in welchem Falle die Empfindlichkeit 6 10⁻⁹ Amp/mm betrug Am Spiegelteleskop erfolgte folgende Anordnung Im Cassegrain-Fokus wurde die Messingrohre A der Apparatur (Abb 30) eingeschoben Der thermoelektrische Empfänger ist in der Hülle B eingeschlossen, die bei C mit dem Rohre A verbunden ist Die zu messende Sternstrahlung fällt durch ein Flußspatfenster F auf das Thermoelement Die Einstellung läßt sich mittels des Okulars E durch das Fenster G kontrollieren Der Evakuator H steht, wie aus der Abbildung ersichtlich, mit dem Gehäuse B an der unteren Seite in Verbindung Von den Klemmschrauben P führen die Leitungen zum Galvanometer

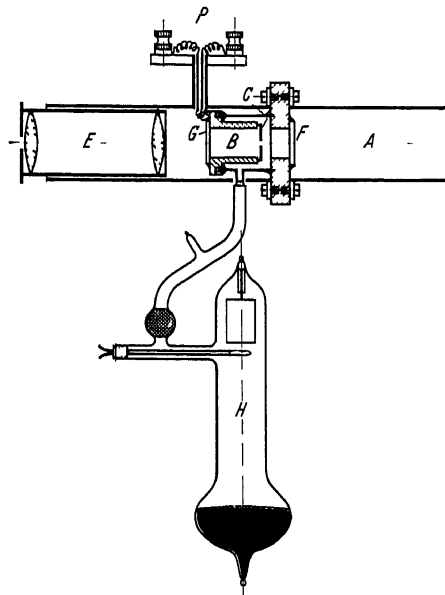



Abb 30 Schematisches Bild der thermoelektrischen Anordnung bei den Versuchen von A H PFUND auf der Allegheny-Sternwarte [Publ Allegh Obs 3 (1916)]

Der Beobachtungsvorgang spielt sich folgendermaßen ab Die Apparatur wird so lange gedreht, bis die Deklinationsrichtung mit der Verbindungslinie der Empfängerscheibchen übereinstimmt Es wird dann das Sternbild auf den einen der Empfänger geleitet und der Beobachter am Galvanometer durch ein Signal avisiert Nach erfolgter Ablesung vollzieht sich die Messung am zweiten Empfänger Der Wechsel kann in einer Sekunde bewerkstelligt werden, bis zur Ablesung des Galvanometerausschlages ließ man aber 20 Sekunden verstreichen Die nächste Ablesung folgte mit Empfängerwechsel in der umgekehrten Reihenfolge Die

[1] Phys Z 13, S 870 (1912)

größte Abweichung in den Messungen erreichte etwa 10% des Mittelwertes Die PFUNDsche Apparatur erzielte bei Wega einen Ausschlag von 7,5, bei Atair von 2,0 mm Das Ergebnis bei Jupiter (Ausschlag von 3,0 mm) ist wohl bedeutungslos, da die Jupiterscheibe mit 8,4 mm² wesentlich großer war als das Empfangerscheibchen von 1,1 mm² Der eigentlich naheliegende Versuch, die Vorteile des kleinen Empfangers auszunutzen und mit ihm verschiedene Regionen der Planetenoberflache abzutasten, ist von PFUND nicht vorgenommen worden Man findet diesen Gedanken und zugleich die erfolgreiche praktische Durchfuhrung erst bei den Untersuchungen von W W COBLENTZ (Ziff 30 und 31)

30 Die thermoelektrischen Meßinstrumente von W W COBLENTZ Die Anwendung der Thermoelemente bei den Strahlungsmessungen der Planeten und Fixsterne hat zu wesentlichen Erfolgen erst durch die Arbeiten von W W COBLENTZ und seiner Mitarbeiter gefuhrt, die auf der Lick- und spater auf der Lowell-Sternwarte vorgenommen wurden Gleichwertige Ergebnisse mit zum Teil ahnlicher Apparatur erzielten dann auch E PETTIT und S B NICHOLSON (Ziff 32 und 33) auf dem Mt Wilson

Abb 31 Zwei Typen der von W W COBLENTZ verwendeten thermoelektrischen Meßkorper Nr 7 mit zwei, Nr 6 mit drei Thermoelementen Die schematische Skizze links oben zeigt die Einfuhrung der Zuleitungsdrahte in das Innere des Meßkorpers [Lick Bull 8 (1915)]

Die Vorversuche von COBLENTZ zur Entwicklung wirksamer, fur astrophysikalische Zwecke geeigneter Thermoelemente reichen noch weiter zuruck als die Arbeiten von A H PFUND (Ziff 29) Bereits 1911 erfolgten Mitteilungen diesbezuglicher Ergebnisse[1] Weitere technische Angaben werden in den Jahren 1914 bis 1921 veroffentlicht[2] Der Meßapparat von 1911[3] arbeitete mit einer Thermosaule von zehn Elementen der Kombination Bi-Ag, die in einem Punkte zusammenliefen Hier war das eigentliche Empfangerscheibchen aufgelotet Es bestand aus einer flachgepreßten Zinnkugel und hatte einen Durchmesser von 1 mm Wie Laboratoriumsversuche ergaben, war diese vorlaufige Anordnung der PFUNDschen Apparatur bereits etwa 5fach uberlegen In der Absicht, die Empfindlichkeit noch wesentlich zu steigern, ist COBLENTZ von dieser Konstruktion bald abgekommen Es erwies sich praktischer, an Stelle einer Thermosaule nur ein einziges Element zu verwenden, das jedoch zur Herabsetzung der Warmekapazitat aus Drahten großtmoglicher Feinheit bestehen sollte COBLENTZ hatte namlich erkannt[4], daß geringe Warmekapazitat und geringe Warmeleitfahigkeit fur die Empfindlichkeit des Elementes ausschlaggebender sind, als eine hohe thermo-

[1] Bull Bur of Stand 9, S 30 (1911)
[2] Siehe besonders Bull Bur of Stand 11, S 131 (1914), 13, S 423 (1916), 14, S 507 (1918) 17, S 8 (1920), J Opt Soc Amer 5, S 131 (1921)
[3] Bull Bur of Stand 9 S 30 (1911), Pop Astr 21, S 105 (1923)
[4] Bull Bur of Stand 11, S 131 (1914)

elektrische Kraft infolge des verwendeten Materiales Einer wesentlichen Herabsetzung der Dimensionen der Empfangerscheibchen stand prinzipiell nichts im Wege, da ja im Brennpunkt des Fernrohres gearbeitet werden sollte So entstand eine Konstruktion, die zum ersten Male im Sommer 1913 am 26 Zoller des Naval-Observatoriums und im folgenden Sommer am 36zolligen Crossley-Spiegel der Lick-Sternwarte in Verwendung trat[1] Diese Anordnung war der PFUNDschen etwa 120mal uberlegen Die Versuche wurden mit Kriegsausbruch eingestellt und erst nach 7 Jahren wieder aufgenommen, die thermoelektrische Anordnung ließ man aber im Prinzip unverandert

In einem ausgepumpten Glasgehause — daher Vakuum-Thermoelement — befindet sich der Meßkorper (s Abb 31), und zwar bei Apparat Nr 7 zwei, bei Apparat Nr 6 drei Paare von Thermoelementen, die nach Belieben verwendet werden konnen Bei Type Nr 7 besteht das Element 1 aus Wismut und einer Legierung von Wismut und 5 % Zinn, das Element 2 aus der Kombination Wismut-Platin Die Drahtdicke ist bei diesen auf der Lick-Sternwarte verwendeten Elementen von der Großenordnung 7 10 ³ mm Jedes Element tragt an den Lotstellen *a* und *b* flache geschwarzte Empfangerscheibchen aus Zinn COBLENTZ arbeitete ursprunglich, im Gegensatz zu PFUND und den Mt Wilson-Beobachtern (Ziff 32), nur mit einem Empfanger und verzichtete derart auf den doppelten Galvanometerausschlag, der bei abwechselnder Belichtung der Empfanger *a* und *b* zu erzielen ware Die Durchmesser der Empfangerscheibchen sind 1 a 0,38, 1 b 0,44, 2 a 0,29 und 2 b 0,33 mm Im dreifachen Meßkorper Nr 6 ist das Element 3 ebenso zusammengesetzt wie das Element 1 in Nr 7, die Elemente 1 und 2 in Nr 6 ebenso wie Element 2 in Nr 7 Der Unterschied der Elemente 1 und 2 liegt nur in der Anordnung der beiden Empfangerscheibchen Die U-formige Verbindung der Empfanger in Nr 6 (1) bringt die Empfangerscheibchen sehr nahe aneinander (Distanz 0,5 bis 1 0 mm [s auch die analoge Anordnung auf dem Mt Wilson, Abb 35 C in Ziff 32]), ein Vorteil, der erst 1921 bei abwechselnder Verwendung beider Empfangerscheibchen in Erscheinung trat So findet sich diese Anordnung zum Beispiel[2] bei den Meßgeraten Nr 9 und 12, die sich vor allem auch dadurch auszeichnen, daß es hier gelungen ist, die Drahtdicke bis auf 2 bis 3 10 ³ mm zu verringern Beim Apparat Nr 12, ebenso bei Nr 4, dient jetzt als Drahtmaterial der Elemente die Kombination Bi mit einer Legierung von Platin-Rhodium Auf dem Pt-Rh-Draht sind wieder die Empfanger, flach gepreßte Zinnscheibchen, angebracht In der Absicht, mit ihnen auch Detailmessungen einzelner Regionen von Mars und Jupiter vornehmen zu konnen, sind die Dimensionen der Empfangerscheibchen 1922 neuerlich verkleinert worden Sie kommen bereits nach 2ˢ bis 3ˢ Belichtung in Temperaturgleichgewicht gegenuber einem Zeitraum von 8ˢ bis 10ˢ bei den fruheren Modellen Die Befestigung der Elemente ist in der linken oberen Skizze der Abb 31 zu ersehen Die Pt-Drahte sind in ein Glasrohrchen *T* eingelassen, das wiederum bei *K* in das Fenster *G* des Gehauses eingekittet ist Das Gehause selbst ist in Abb 32 wiedergegeben Dieses Bild zeigt das Meßgerat in der Form, die bei allen Arbeiten von COBLENTZ und seinen Mitarbeitern verwendet wurde Die Thermoelemente *Th* sind in der fruher geschilderten Weise in dem evakuierten Glasbehalter *B* angebracht, dessen langes Ansatzrohr zum Zwecke der Erhaltung des Vakuums mit metallischem Kalzium gefullt ist Die zu messende Strahlung fallt durch das Fenster *F*, das entweder aus Flußspat oder Steinsalz besteht, auf den Empfanger in *B* Da es sich zeigte, daß auch bei Sternen von spatem

[1] Lick Bull 8 S 101 (1915) Diese Veroffentlichung ist inhaltlich gleichlautend mit der Arbeit in Bull Bur of Stand 11, S 613 (1915) oder Sc Pap Bur of Stand 1915, Nr 211

[2] Bull Bur of Stand 17, S 725 (1922), 18, S 535 (1922)

Spektraltypus eine Strahlung größer als 4 μ höchstens 1 bis 10% der Gesamtstrahlung ausmache[1], genügen im allgemeinen Fenster aus Quarz Auf der Rückseite *R* des Gefäßes gestattet ein Glasfenster den Einblick auf den Empfänger Mittels eines Okulares (s Abb 33 in Ziff 31) kontrolliert man durch dieses Fenster die Lage des Planetenscheibchens bzw des zu messenden Fixsternes

31 Die Untersuchungen von W W COBLENTZ Die von W W COBLENTZ und seinen Mitarbeitern 1914 mit dem 36zolligen Crossley-Reflektor der Lick-Sternwarte, 1921, 1922 und 1924 mit dem 40zolligen Reflektor der Lowell-Sternwarte vorgenommenen Untersuchungen behandelten folgende Probleme 1 die Gesamtstrahlung von Fixsternen, 2 die Wasserzellenabsorption (Definition Ziff 3) von Fixsternen, 3 Strahlungsmessungen der Fixsterne in mehreren Spektralbereichen und 4 Strahlungsmessungen der Planeten

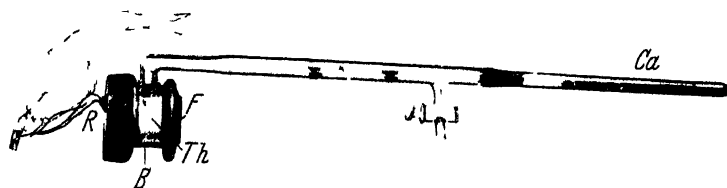



Abb 32 Die thermoelektrischen Strahlungsmessungen von W W COBLENTZ Der auf der Lick- und Lowell-Sternwarte verwendete evakuierte Behälter für die Thermoelemente (Im übrigen siehe Text)

Die größte Beobachtungsreihe von Gesamtstrahlungsmessungen der Fixsterne (110 Objekte) wurde 1914 auf der Lick-Sternwarte gewonnen[2] In Verbindung mit dem Crossley-Spiegel und bei einer Galvanometerempfindlichkeit von 1 10^{-10} Amp konnten quantitative Ergebnisse bis zur Größenklasse $5^m,3$ und qualitative Ergebnisse bis $6^m,7$ erzielt werden Es sei noch bemerkt, daß die 1921 vorgenommene Wiederholung einiger Messungen auf der Lowell-Sternwarte keine Erhöhung der Empfindlichkeit gebracht hat[3] In der Lick-Arbeit werden die erhaltenen Ausschläge für die einzelnen Sterne in Zentimetern, bzw in Einheiten der Galvanometerempfindlichkeit gegeben, und zwar getrennt für die beiden Empfänger Nr 6, Element 3b, und Nr 7, Element 1a (s Abb 31) Die Kontrollmessungen, die für einige Sterne 1921 in Flagstaff vorgenommen wurden[4], ergaben befriedigende Übereinstimmung Einige Ergebnisse, zusammengefaßt aus beiden Beobachtungsreihen, sind in Tabelle 6 angeführt Demnach ist bei gleichen visuellen Helligkeiten die Totalstrahlung von Sternen M bis N 3- bis 4mal größer als bei Sternen

Tabelle 6 Galvanometerausschläge (G A) thermoelektrischer Messungen für einige Fixsterne (nach den Beobachtungen von W W COBLENTZ 1914 und 1921)

Stern	*Sp*	m_v	G A
α Aql	A5	+0,90	1,89
α Tau	K5	1 06	6,03
α Ori	Ma	0,92	15,0
α Ci B	A0	2,32	0,48
β UMa	A0	2,44	0,37
γ Dra	K5	2,42	1,65
δ Cap	A5	2,98	0,28
β Aqr	G	3 07	0,55
ν Tau	A	3,94	0,12
γ Tau	G	3,86	0,36
δ Tau	K	3 93	0,52
81 φ Peg	Ma	5,23	0,22
19 Psc	M	5 30	0,46

[1] Ap J 55, S 20 (1922) [2] Lick Bull 8, S 104 (1915)
[3] Bull Bur of Stand 18, S 558 (1922)
[4] Ap J 55, S 20 (1922), Bull Bur of Stand 17, S 725 (1922)

der Klassen B bis A Eine Umwandlung der Ausschlage in radiometrische Helligkeiten (s Ziff 3) ist bei diesen Arbeiten von COBLENTZ nicht vorgenommen worden Es fehlen auch alle Angaben uber den Strahlungsverlust in der Erdatmosphare, so daß von absoluten Messungen naturlich nicht gesprochen werden kann

In der Erwagung, daß Vergleichungen fruher und spater Spektraltypen durch Totalstrahlungsmessungen allein unsicher sind, hat COBLENTZ bereits 1914 den Versuch unternommen, durch Vorschalten einer Wasserzelle relative Intensitatsmessungen in zwei breiten Spektralbezirken eines Sternes zu gewinnen Diese Wasserzelle ist 1 cm dick und durch dunne Quarzfenster abgeschlossen Sie ist durchlassig fur Strahlung von λ 3000 bis λ 10000, in geringem Maße auch noch bis λ 14000 Eine Gesamtstrahlungsmessung und eine Messung mit Wasserzelle ist demnach ein einfaches und rasches Mittel zur Bestimmung der infraroten Sternstrahlung Fur B- und A-Sterne betrug die Wasserzellendurchlassigkeit 82%[1] Da die maximal zu beobachtende Durchlassigkeit der Wasserzelle etwa 91% betragt und der Verlust durch die Spiegel noch zu berucksichtigen ist, besitzen also Sterne von fruhem Spektraltypus praktisch keine infrarote Strahlung uber λ 10000 (1,0 μ) Demgegenuber ist die Wasserzellendurchlassigkeit bei ε Gem (G5) 66%, bei α Tau (K5) 42% und bei α Ori (Ma) 34% Eigentumlicherweise ist die Durchlassigkeit bei Doppelsternen geringer, als sie dem Spektraltypus gemaß sein sollte Dies ist besonders bemerkenswert bei Sirius mit 65%, gegenuber Wega mit 75% Entgegen der Ansicht, daß der Siriusbegleiter dem A-Typus angehort, weist COBLENTZ auf die im ubrigen wohl in Vergessenheit geratene Tatsache hin, daß der Siriusbegleiter auf Grund der thermoelektrischen Messungen eine 2- bis 3mal so große Infrarotstrahlung besitzen musse als Sirius Die Messungsergebnisse mit und ohne Wasserzelle, die COBLENTZ 1914 und 1921 bei Fixsternen erhalten hat, sind 1923 von J WILSING[2] zur Prufung der Potsdamer Temperaturskala verwendet worden

Neben der Wasserzelle hat COBLENTZ zur Durchfuhrung der dritten und vierten der obengenannten Aufgaben noch weitere Filter verwendet[3] So gab ein Gelbglas in Verbindung mit der Wasserzelle Strahlung im Bereiche von λ 4300 bis λ 14000, ein Rotglas mit der Wasserzelle im Bereiche von λ 6000 bis λ 14000 Durch Kombination mit den Meßergebnissen bei Verwendung der Wasserzelle allein ergaben sich die Bezirke λ 3000 bis λ 6000 bzw λ 4300 bis λ 6000 Mit einem Quarzfenster erhielt man Strahlung von λ 3000 bis λ 41000, mit dem Flußspatfenster Strahlung bis λ 100000 (10 μ) und mit einem Steinsalzfenster Strahlung bis 150000 (15 μ), bei welcher Wellenlange die Atmosphare selbst bereits als strenges Filter wirkt Die verschiedenen Filter sind wahrend der Beobachtung einzeln oder kombiniert sehr rasch einzusetzen Drei von ihnen erkennt man in Abb 33, wo sie mit F_1, F_2 und F_3 bezeichnet sind Sie werden durch die Hebel H_1 und H_2 in den Strahlengang eingeschaltet Das Lampchen dient zur Beleuchtung wahrend der Bedienung dieser Hebel Die Abbildung zeigt zugleich das Okular O, mit welchem der Stern justiert wird Die ganze Anordnung ist so montiert, daß der Meßapparat, wie er in Abb 33 wiedergegeben ist, an die Stelle der photographischen Kassette in den Reflektor eingeschoben werden kann

Mit Hilfe der Filter bestimmte COBLENTZ die Energieverteilung in den Spektren von 16 Sternen[4] Folgende Spektralbereiche konnten einzeln erfaßt werden, wobei die Einwirkung der Absorptionsbanden jedoch unberucksichtigt geblieben

[1] Bull Bur of Stand 17, S 725 (1922), Pop Astr 3, S 105 (1923)
[2] A N 220, S 1 (1923), s auch Beitrag BRILL, ds Handb V/1, Kap 3, Ziff 22
[3] Siehe z B Bull Bur of Stand 17, S 725 (1922), Pop Astr 31, S 105 (1923), Publ A S P 36, S 220 (1924), J Franklin Inst Juni 1925
[4] Bull Bur of Stand 17, S 725 (1922), Sc Pap Bur of Stand 1922, Nr 438

ist λ 3000 bis λ 4300, λ 4300 bis λ 6000, λ 6000 bis λ 14000, λ 14000 bis λ 41000 und λ 41000 bis λ 100000 (10 μ). Auch diese Messungen können nicht als Absolutmessungen angesehen werden, sondern ergeben nur die Strahlungsenergien, wie sie an der Erdoberfläche beobachtet werden. Für die A-Sterne zeigte sich das Energiemaximum im Bereiche zwischen λ 3000 und λ 4000, bei den K- und M-Sternen zwischen λ 7000 und λ 9000. Die aus diesen Messungen nach dem PLANCKschen Gesetz errechneten Sterntemperaturen finden sich in Tabelle 5 des Beitrages von A. BRILL, ds. Handb. V/1, S. 150 in der Rubrik „COBLENTZ". Über die Versuche, die Energieverteilung in den Sternspektren mit Hilfe des Bolometers und des Radiometers zu erfassen, wird in den folgenden Ziff. 34 und 37 berichtet.

Die Arbeiten der genannten vierten Aufgabe[1], die Bestimmung der von einem Planeten kommenden Strahlung, erfolgten ebenfalls mit Verwendung der Wasserzelle und der anderen obengenannten Filter. Über diese Untersuchungen wird im

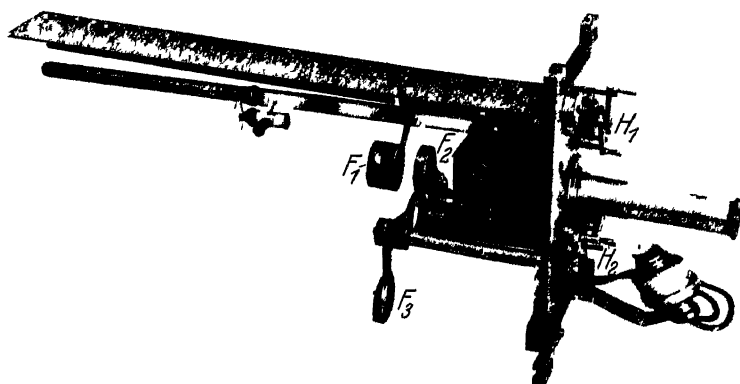



Abb. 33. Der thermoelektrische Meßapparat von W. W. COBLENTZ (siehe Abb. 32), fertig montiert zum Einsetzen in den Okularteil des Reflektors. F_1, F_2, F_3 sind ausschwenkbare Filter, H_1 und H_2 die zugehörigen Bedienungsgriffe.

Beitrag von K. GRAFF, ds. Handb. IV, Kap. 3, berichtet. Wie schon erwähnt, sind thermoelektrische Untersuchungen mit ähnlicher Apparatur auf der Mt. Wilson-Sternwarte von E. PETTIT und S. B. NICHOLSON (Ziff. 32 u. 33) vorgenommen worden. Eine Vergleichung der Ergebnisse, soweit sie die Strahlungsmessungen des Planeten Mars betreffen, hat COBLENTZ im Jahre 1926 veröffentlicht[2]. Die COBLENTZschen Werte der Wasserzellenabsorption einiger auf der Lowell-Sternwarte beobachteten Fixsterne sind 1928 von E. PETTIT und S. B. NICHOLSON[3] mit den Mt. Wilson-Ergebnissen (s. Ziff. 33) verglichen worden.

32. Die thermoelektrischen Meßinstrumente auf der Mt. Wilson-Sternwarte. Wie in Ziff. 30 erwähnt, ist nach den erfolgreichen Arbeiten von W. W. COBLENTZ, die 1913 auf der Lick-Sternwarte vorgenommen wurden, in den thermoelektrischen Untersuchungen der Fixsterne eine mehrjährige Unterbrechung eingetreten. COBLENTZ hat seine Messungen erst wieder im Sommer 1921 auf der Lowell-Sternwarte aufgenommen. Bald darauf gingen E. PETTIT und S. B. NICHOLSON daran, auch auf der Mt. Wilson-Sternwarte analoge

[1] Siehe Pop. Astr. 30, S. 551 (1922); 31, S. 105 (1923); 32, S. 510 u. 570 (1924); Publ. ASP 36, S. 220 u. 272 (1924); Wash. Nat. Ac. Proc. 11, S. 34 (1925); J. Franklin Inst. Juni 1925; Lowell Bull. 3, S. 91 (1925); Pop. Astr. 33, S. 297 (1925); AN 224, S. 361 (1925); Pop. Astr. 33, S. 310 u. 363 (1925); Bull. Bur. of Stand. 20, S. 371 (1925); Ap. J. 63, S. 177 (1926).

[2] AN 227, S. 421 (1926). [3] Ap. J. 68, Fig. 2 auf S. 293 (1928).

Messungen mit Thermoelementen durchzuführen Das erste veröffentlichte Ergebnis[1] bezieht sich auf die Messung der Gesamtstrahlung von o Cet am 6 Dezember 1921

Im Laufe der Jahre verwendeten die genannten Beobachter im wesentlichen drei verschiedene Typen thermoelektrischer Instrumente, die in Abb 34 wiedergegeben sind Insbesondere die mit 3 bezeichnete Vorrichtung wurde für astrophysikalische Messungen herangezogen

Bereits im Jahre 1895 hatte LEBEDEW[2] darauf hingewiesen, daß bei Evakuierung des Empfängergefäßes die Empfindlichkeit eines Thermoelementes

Abb 34 Drei verschiedene Typen der auf dem Mt Wilson verwendeten thermoelektrischen Meßapparate (Vgl den Apparat von COBLENTZ Abb 32, S 172) [Ap J 56 (1922)]

wesentlich gesteigert werden kann Auch bei den astrophysikalischen Untersuchungen von PFUND (Ziff 29), COBLENTZ (Ziff 30 u 31) sowie bei den Mt Wilson-Arbeiten hat man sich meistens der Vakuum-Thermoelemente bedient, erst in neuester Zeit (s Ziff 23 u 25) pflegt man auch wieder Elemente in Luft zu verwenden PFUND hatte bei seinen Versuchen auf der Allegheny-Sternwarte Vakuumelemente mit einer sechsfachen Empfindlichkeitssteigerung zur Verfügung, COBLENTZ konnte bei seinen Typen gegenüber nichtevakuierten Empfängern einen 4,5fachen Gewinn feststellen Der Zusammenhang zwischen Empfindlichkeit und Druck im Inneren des Empfängergehäuses ist von PETTIT und NICHOLSON im Laboratorium eingehend geprüft worden Es zeigte sich, daß hier mehrere Faktoren maßgebend sind, da selbst Thermoelemente aus gleichem Material und von identischer Bauart ein verschiedenes Verhalten aufwiesen Im allgemeinen genügte bei den Thermoelementen der Kombination Ag-Te eine Evakuierung auf $1 \cdot 10^{-2}$ mm, dagegen mußte bei der Kombination Bi-Sn bis

[1] Publ A S P 34, S 132 (1922) [2] Ann d Phys 56, S 12 (1895)

auf $1 \cdot 10^{-4}$ mm Druck herabgegangen werden, um einen nennenswerten Effekt zu erzielen Die geringste von PETTIT und NICHOLSON[1] erreichte Empfindlichkeitssteigerung gegenuber Elementen in Luft war zweifach, die großte elffach, in beiden Fallen bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-4}$ mm Zur Erhaltung des Vakuums ist auch bei den neuen Arbeiten der Mt Wilson-Sternwarte entsprechend den von COBLENTZ fruher gewonnenen Erfahrungen metallisches Kalzium verwendet worden Es befindet sich bei C der Abb 34 (3) in einem Rohrchen von 11 mm Durchmesser, bestehend aus reinem Quarz Der Behalter A des Strahlungsapparates aus Pyrexglas hat einen inneren Durchmesser von 42 mm und eine Wandstarke von 1,5 mm Hier eingebettet befindet sich das auf kleinstmogliche Dimensionen gebrachte Thermoelement, zu dem durch den Stopsel P drei feine Platindrahte fuhren Die zu messende Strahlung fallt durch das Quarzfenster W_1 von 1,5 mm Dicke Das andere Fenster W_2 dient zur Beobachtung der sicheren Einstellung des Sternbildes auf dem geschwarzten Empfangerscheibchen Im ubrigen besteht die Moglichkeit, durch einfache Drehung des Stopsels P den Empfanger nach unten zu wenden und die zu messende Strahlung nunmehr durch das Fenster W_2 eintreten zu lassen

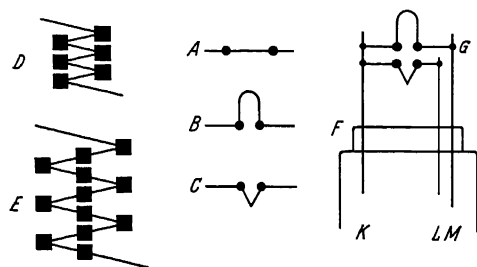



Abb 35 Verschiedene Formen der auf dem Mt Wilson verwendeten Thermoelemente A, B, C drei Typen von Thermoelementen, F schematisches Bild eines Doppelthermoelementes mit seinen Platin-Zufuhrungsdrahten K, L und M, D und E sind Formen von Thermosaulen die bei Spektralarbeiten Verwendung fanden [Ap J 56 (1922)]

Bei der Konstruktion der Elemente sind die ublichen Anforderungen beachtet und die verschiedensten Metalle und Verbindungen versucht worden Nach funfjahriger Erfahrung scheinen die besten Ergebnisse[2] mit der auch von COBLENTZ seinerzeit verwendeten Kombination Wismut gegen eine Legierung von Wismut mit 5% Zinn zu erzielen zu sein Bei den Arbeiten des Jahres 1922[3] hatten die Metalldrahte der Elemente eine Lange von 3 mm und die Dimensionen $8 \cdot 10^{-3}$ mal $1 \cdot 10^{-1}$ mm An den beiden Lotstellen bildeten, wie ublich, geschwarzte Zinnscheibchen von $5 \cdot 10^{-1}$ mm Durchmesser und $1 \cdot 10^{-2}$ mm Dicke die eigentlichen Empfanger, wobei nach den Erfahrungen von PFUND (Ziff 29) abwechselnd das eine und das andere Scheibchen der Sternstrahlung ausgesetzt wurde, welcher Vorgang eine Verdoppelung der Galvanometerausschlage (siehe Abb 37, S 479) herbeifuhrt

Die ursprunglich gewahlte Anordnung der Empfangerscheibchen ersieht man aus der obersten Skizze A der Abb 35 Spater hat man die Scheibchen einander naher gebracht und den Draht der Verbindung U-formig gewunden wie in Skizze B, oder es wurde in jenen Fallen, wo das Material dies nicht zuließ, die in Skizze C wiedergegebene Form der Verbindung gewahlt Die rechts gezeichnete Skizze F zeigt ein schematisches Bild eines bei den astrophysikalischen Untersuchungen verwendeten Doppelelementes und seine Verbindung mit den drei herausfuhrenden Platindrahten K, L und M (Es sind dies die drei Ausfuhrungsdrahte, die in ihrem weiteren Verlauf in den Bildern der Instrumenttypen [Abb 34, S 475] zu ersehen sind) Die Skizzen D und E der Abb 35 schließlich zeigen die schematische Anordnung von Thermosaulen, die PETTIT und NICHOLSON bei ihren Spektralarbeiten verwendet haben

[1] Ap J 56, S 259 (1922) [2] Ap J 68, S 279 (1928) [3] Ap J 56, S 259 (1922)

Einige Angaben uber die Herstellung neuer Elemente fur thermoelektrische Spektraluntersuchungen sind 1929 veroffentlicht worden[1] Hier werden an die beiden Enden eines uberaus feinen Kupferstreifens Drahte von Wismut bzw Wismut + 5% Zinnlegierung angelotet Letztere sind wiederum mit Kupferdrahten von 0,015 mm Querschnitt zusammengelotet Diese Kupferdrahte hangen schließlich mit den Platinausfuhrungsdrahten zusammen Wie sorgfaltige Laboratoriumsmessungen zeigten, ist es gelungen, den Querschnitt des erstgenannten Kupferstreifens auf 0,49 μ herabzusetzen

Das Gewicht der normal verwendeten Thermoelemente ist von der Großenordnung 0,03 mg Die Thermoelemente, die zu den Arbeiten am Hooker-

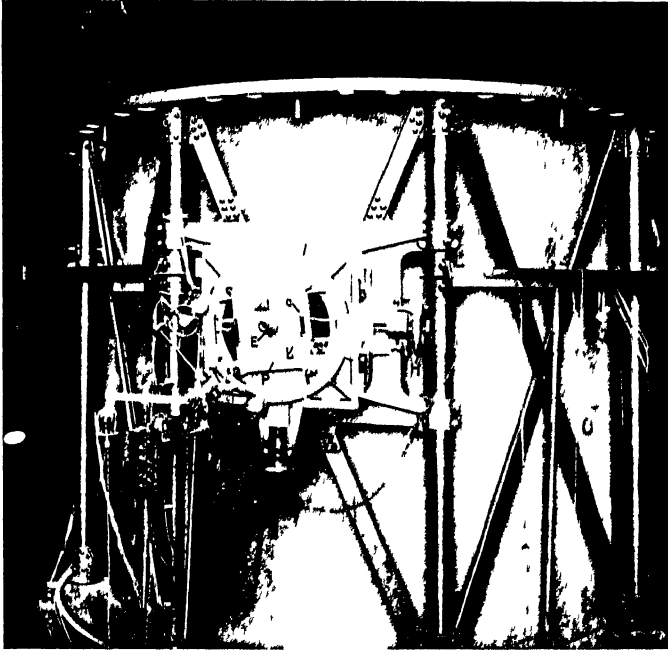



Abb 36 Das obere Ende des Hooker-Spiegels auf dem Mt Wilson, versehen mit der thermoelektrischen Meßvorrichtung (siehe Text) [Pop Astr 32 (1924)]

Teleskop der Mt Wilson-Sternwarte herangezogen wurden, hatten Empfangerscheibchen von je 0,5 mm Durchmesser und 0,03 mg Gewicht Das Gewicht des Kompensationssystems (die Empfangerscheibchen der „warmen“ und „kalten“ Lotstellen zusammen) einschließlich der Verbindungsdrahte betrug 0,1 mg

Fur die Beobachtung mit dem Hookerspiegel wurde das Meßgerat unmittelbar an der photographischen Kasseteneinrichtung des Newton-Fokus angebracht, und zwar hinter dem Okular E (Abb 36) an der Platte P des Kreuzschlittens befestigt Durch das Okular E pointierte man den Stern (Planeten) auf eines der beiden Empfangerscheibchen Die Verschiebung des Beobachtungsobjektes von einem Empfanger zum anderen war mit dem Handgriff H leicht zu bewerkstelligen Der bei L angedeutete kleine Hebel diente, analog wie die beiden Bedienungsgriffe H_1 und H_2 bei der Anordnung von COBLENTZ (Abb 33), zur Vorschaltung der Filter Die Leitungsfuhrung vom Thermoelement zum Galvanometer

[1] E PETTIT, Publ A S P 41, S 272 (1929)

ist bei *c* zu erkennen Bei *7* befand sich ein Telephon zur raschen Verstandigung des am Okular des Newton-Fokus arbeitenden Beobachters mit dem entfernten zweiten Beobachter, der die Ausschlage des Galvanometers zu notieren hatte

Gearbeitet wurde mit einem Galvanometer der Empfindlichkeit $5 \cdot 10^{-10}$ Amp pro mm Skalenlange, spaterhin mit einem solchen von $3 \cdot 10^{-10}$ Amp/mm Die Skala befand sich in beiden Fallen in 8 m Distanz Die gewahlte Anordnung gestattete, noch 0,1 mm genau abzulesen Im Falle der photographischen Registrierung (s Abb 37, S 479) wird der w F eines Galvanometerausschlages zu $\pm 0{,}015$ mm veranschlagt, im ubrigen ergab sich ein Wechseln der Genauigkeit mit der Jahreszeit Die Temperaturempfindlichkeit der Anordnung betrug bei Verwendung des erstgenannten Galvanometers etwa $8 \cdot 10^{-5}$ Grad/mm

33. Die Untersuchungen von E PETTIT und S B NICHOLSON Die thermoelektrischen Untersuchungen mit dem 100zolligen Hooker-Spiegel der Mt Wilson-Sternwarte an Fixsternen, zeitweise an Planeten, haben im Dezember 1921 begonnen und wurden, soweit bekannt, bis 1927 fortgefuhrt, Strahlungsmessungen des Mondes liegen auch noch aus 1929 vor[1] Die speziellen thermoelektrischen Untersuchungen der ultravioletten Sonnenstrahlung[2] (s Ziff 23 u 24) werden seit 1924 vorgenommen und sind auch heute noch Programmarbeiten dieses Observatoriums

Insgesamt hat man 12 verschiedene Empfangsapparate gebaut, die Unterschiede beziehen sich im wesentlichen aber nur auf das Material der Fenster des evakuierten Empfangergehauses Verwendet werden, wohl nach dem Vorbild von COBLENTZ, Mikroskopdeckglaser, Quarz, Flußspat und Steinsalzfenster Der Durchlassigkeitsbereich fur ein Deckglaschen von 0,165 mm Dicke reicht von λ 3000 bis λ 80000 (8 μ), des Flußspatfensters (Dicke 4 mm) von λ 3000 bis λ 120000 (12 μ) und des 2 mm starken Steinsalzfensters von λ 3000 bis λ 140000 (14 μ) Die sorgfaltig ermittelten Transmissionskurven[3] (vgl diesbezuglich die wichtige Untersuchung[4] von PETTIT und NICHOLSON aus dem Jahre 1927 uber die Eigenschaften von 44 Filtern) sind aus Abb 38, S 481 zu ersehen Ebenso wie auf der Lick und Lowell-Sternwarte kam auch auf dem Mt Wilson eine 1 cm dicke Wasserzelle zur Anwendung, zum ersten Male 1922 gelegentlich der thermoelektrischen Untersuchungen einiger langperiodischer Veranderlichen[5] Die Wasserzelle laßt praktisch alle Strahlung bis 1,1 μ durch, Strahlung zwischen 1,1 und 1,4 μ wird zum großen Teil, die uber 1,4 μ vollig absorbiert Es sei darauf hingewiesen, daß die maximalen Galvanometerausschlage, die ein Stern bei Vorschalten der Wasserzelle erzielen kann, niemals 90% der ohne Wasserzelle beobachteten Ausschlage ubersteigt Die Wirkung dieses Filters kann aus den in Abb 37 wiedergegebenen Beispielen ersehen werden Sie zeigen photographische Registrierungen der Galvanometerausschlage von α Lyr (A0), α Boo (K0), α Her (Mb) und R Hya (Md10) Da, wie in Ziff 32 erwahnt, die beiden Empfangerscheibchen eines Thermoelementes abwechselnd bestrahlt werden, erhalt man zwei Reihen von Registrierungen, deren Abstand dem doppelten Galvanometerausschlag entspricht Die in der Abbildung ersichtlichen zentralen Marken zwischen diesen beiden Reihen zeigen die Galvanometerruhelage im unbestrahlten Zustand an Durch regelmaßige Registrierung der Dunkelstellung ist eine stete Kontrolle einer eventuellen Galvanometertrift gewahrleistet Bei jedem Stern wird abwechselnd mit und ohne Vorschalten der Wasserzelle gearbeitet Die Abbildung zeigt links die Ausschlage ohne Filter und rechts die Ausschlage mit Wasserzelle, die mit fortschreitendem Spektraltypus zunehmende Wasserzellenabsorption ist deutlich

[1] Ap J 71, S 102 (1930)
[2] Ap J 75, S 185 (1932)
[3] Fig 1 auf S 104 in Ap J 71 (1930)
[4] Ap J 66, S 43 (1927)
[5] Publ A S P 34, S 181 (1922)

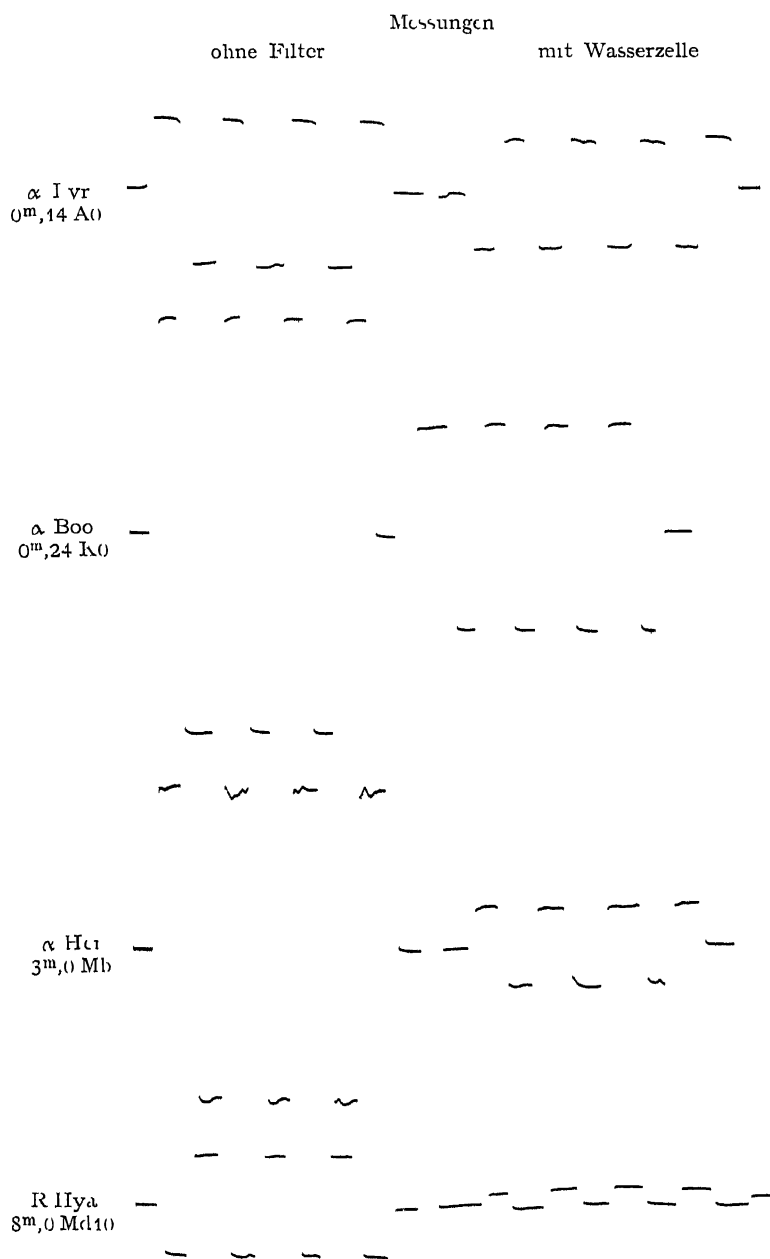



Abb 37 Thermoelektrische Untersuchungen auf dem Mt Wilson Die Galvanometerausschläge bei Sternen von verschiedenem Spektraltypus photographisch registriert Rechts Ausschläge mit Filter (Wasserzelle), links ohne Filter Bei jedem Stern entsprechen die oberen Marken der Belichtung des Empfängerscheibchens *a*, die unteren des Empfängerscheibchens *b* (siehe z B Abb 31, S 470) Die mittleren Marken zeigen die Nullage bei unbelichtetem Zustand an [Ap J 56 (1922)]

zu erkennen. Bei der Untersuchung des gesamten auf dem Mt. Wilson erhaltenen Materials[1], in das sich bemerkenswerterweise die von Coblentz auf der Lowell-Sternwarte gewonnenen Ergebnisse[2] zwanglos einordnen lassen, zeigt sich ein fast vollkommener linearer Zusammenhang zwischen der Wasserzellenabsorption in Größenklassen (W.Z.A., definiert in Ziff. 3) und der Spektralklasse der betreffenden Sterne. Demgemäß ist auch die W.Z.A. zur Ermittlung von Sterntemperaturen bereits weitgehend herangezogen worden[3].

Die Galvanometerausschläge für die Messungen ohne Filter (Gesamtstrahlung) der Sterne sind von Pettit und Nicholson in „radiometrische Größenklassen" (Definition in Ziff. 3) umgewandelt worden. Zur Vereinheitlichung der gewonnenen Daten sind an die scheinbaren radiometrischen Größen m_r durchweg drei Korrektionen angebracht worden. Die erste Korrektion bestand in der Zenitreduktion für den Mt. Wilson

$$\Delta_1 m_r = -A(\sec z - 1)\,,$$

wobei zur Bestimmung des Faktors A folgendermaßen verfahren wurde. Jede Nacht beobachtete man zwei Standardsterne bei mehreren Luftmassen ($\sec z$), den einen Stern vor, den anderen nach Mitternacht. Man zeichnete dann in einem Diagramm mit $\sec z$ als Abszissenachse und mit log der Galvanometerausschläge als Ordinate die gewonnenen Daten der Standardsterne ein und extrapolierte die so erhaltene Gerade bis zur Luftmasse 1 (Zenit Mt. Wilson). So erhält man den für eine Zenithelligkeit geltenden zusätzlichen Galvanometerausschlag, der, in Größenklassen verwandelt, den Faktor A darstellt. Nach diesem im übrigen nicht völlig einwandfreien Vorgang (vgl. die Bemerkungen in Ziff. 24) erhält man A-Werte zwischen $0^m{,}07$ und $0^m{,}49$, im Mittel $0^m{,}16$. Der durchschnittliche Betrag der ersten Korrektion $\Delta_1 m_r$ war $-0^m{,}05$ und überstieg in 6% der beobachteten Fälle $-0^m{,}15$.

Die zweite Korrektion reduziert die Helligkeiten auf die Ergebnisse, die bei frischer Versilberung der Spiegel des 100-Zollers erzielt werden. Ist D die Zahl der Tage, die seit der Neuversilberung verflossen sind, und S ein empirischer Reduktionsfaktor, der naturgemäß eine starke Abhängigkeit vom Spektraltypus der untersuchten Sterne zeigt, so wird die zweite Korrektion

$$\Delta_2 m_r = D \cdot S\,.$$

Bei den extremen Spektraltypen erreicht sie $0^m{,}2$, im Durchschnitt ist sie von der Größenordnung $\pm 0^m{,}08$. Es sei noch bemerkt, daß im Hinblick auf den Nullpunkt der radiometrischen Größenskala der Faktor S für A0-Sterne zu Null angenommen wurde, in Wirklichkeit erfolgt natürlich auch bei A0-Sternen ein Strahlungsverlust infolge Reflexion an den Spiegeln.

Tabelle 7.

m_r	Ausschlag	m_r	Ausschlag
−1	250,00 mm	+5	1,00 mm
0	100,00	+6	0,40
+1	39,80	+7	0,16
+2	15,90	+8	0,06
+3	6,30	+9	0,02
+4	2,51	+10	0,01

Die dritte Korrektion $\Delta_3 m_r$ bezweckt die Reduktion der mit Glas-, Quarz- oder Flußspatfenster vorgenommenen Messungen auf die bei Verwendung eines Steinsalzfensters im Gehäuse erzielten Ergebnisse. Auch diese Korrektion steht naturgemäß in Abhängigkeit vom Spektraltypus der untersuchten Sterne.

---

[1] Ap. J. 68, S. 279 (1928) = Mt. Wilson Contr. Nr. 369.

[2] Bull. Bur. of Stand. 17, S. 725 (1922), s. auch Ap. J. 55, S. 20 (1922).

[3] Siehe den Beitrag von A. Brill, Die Temperaturen der Fixsterne. Ds. Handb. V/1, Kap. 1, Ziff. 22.

Unter normalen Verhaltnissen erzielte man fur α Aql ($m_v = +0^m{,}89$, $m_r = 0^m{,}74$, Spektrum A2n) einen Ausschlag von 49,4 mm Bei dieser Empfindlichkeit ist zwischen Galvanometerausschlag und m_r vorstehender Zusammenhang gegeben (Tab 7)

Wie bereits in Ziff 3 auseinandergesetzt, ist auch der Versuch gemacht worden, die auf dem Mt Wilson gewonnenen radiometrischen Großen m_r in bolometrische m_b umzuwandeln Hierzu ist eine Berucksichtigung des Strahlungsverlustes in der Apparatur und in der Erdatmosphare Bedingung Nennt man nun $\varDelta m_r$ die aus beiden Quellen stammende Korrektion der radiometrischen Große, so wird

$$m_b = m_r - \varDelta m_r + (\mathrm{W\,I}\,{*} + \varDelta m_r^*)\,,$$

wobei durch den Klammerausdruck der Nullpunkt festgelegt wird Es bedeutet der Klammerausdruck den Warmeindex plus Korrektion eines Standardsterns * mit der effektiven Temperatur jenes schwarzen Strahlers, fur den radiometrische

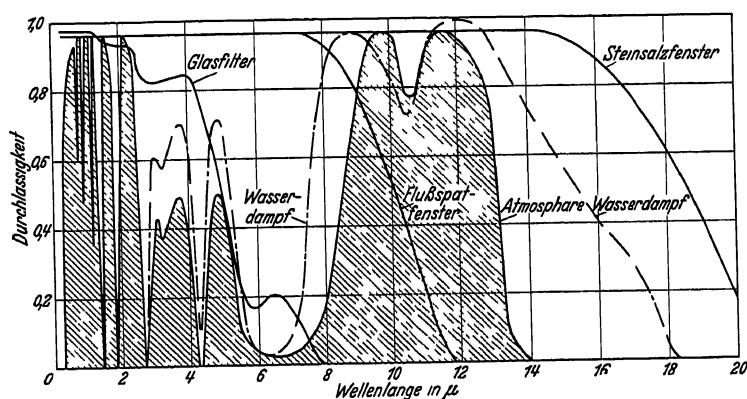



Abb 38 Die angenommene Durchlassigkeit der Atmosphare uber dem Mt Wilson in verschiedenen Wellenlangen (Begrenzungskurve der gestrichelten Flache), sowie Transmissionskurven des Wasserdampfes und einiger bei den thermoelektrischen Untersuchungen verwendeten Filter [Ap J 71 (1930)]

und bolometrische Helligkeit zusammenfallen Im System des Mt Wilson wird der Klammerausdruck gleich 0,9 gesetzt Es ist einleuchtend, daß eine Bestimmung der Korrektion $\varDelta m_r$ mit großen Schwierigkeiten verknupft ist, ein ahnliches, aber fast unlosbares Problem, wie es schon bei der in den Abschnitten d) bis f) behandelten Ermittelung extraterrestrischer Strahlungswerte der Sonne aufgetreten ist Die Mt Wilson-Beobachter verwenden ebenso wie die Smithsonian-Beobachter die von F E Fowle[1] ermittelten Transmissionskoeffizienten der Erdatmosphare Die aus diesen Daten abgeleitete Transmissionskurve des „Atmospharenfilters" ist in Abb 38 wiedergegeben Sie ist aber keineswegs als endgultig anzusehen Noch wesentlich unsicherer ist die in der gleichen Abbildung ersichtliche Kurve der Wasserdampfabsorption bei 0,082 cm Dampfdruck, die nur durch eine 900 proz Extrapolation der Laboratoriumsergebnisse gewonnen werden konnte Wenn man bedenkt, daß eine 50 proz Schwankung des Wasserdampfgehaltes der Luft uber dem Mt Wilson bereits eine 11 proz Anderung des Transmissionskoeffizienten bewirkt, so ist verstandlich, daß die 1928 veroffentlichten bolometrischen Helligkeiten[2] von 124 Fixsternen nur als eine erste Naherung angesehen werden mussen Dasselbe gilt fur die in derselben Arbeit gegebenen

[1] Smithson Misc Coll 68, Nr 8 (1917) [2] Table III, S 288 ff in Ap J 68 (1928)

Energiewerte in Kalorien (Beispiele sind in Tab 1, Ziff 1 mitgeteilt), die auf Grund von Laboratoriumseichungen des Empfangers nach Berucksichtigung derselben Korrektion Δm_r abgeleitet worden sind Die große Bedeutung der thermoelektrischen Messungsergebnisse, soweit es sich um die Bestimmung der radiometrischen Großen der untersuchten Sterne handelt, wird durch diese Einschrankung nicht angetastet

In ahnlicher Weise wie bei den Untersuchungen von COBLENTZ sind auch auf der Mt Wilson-Sternwarte mit Hilfe der obengenannten Filter wichtige thermoelektrische Messungen der Planetenstrahlung vorgenommen worden[1] Bei der Marsopposition 1924[2] hatte der Planet im Instrumente einen Durchmesser

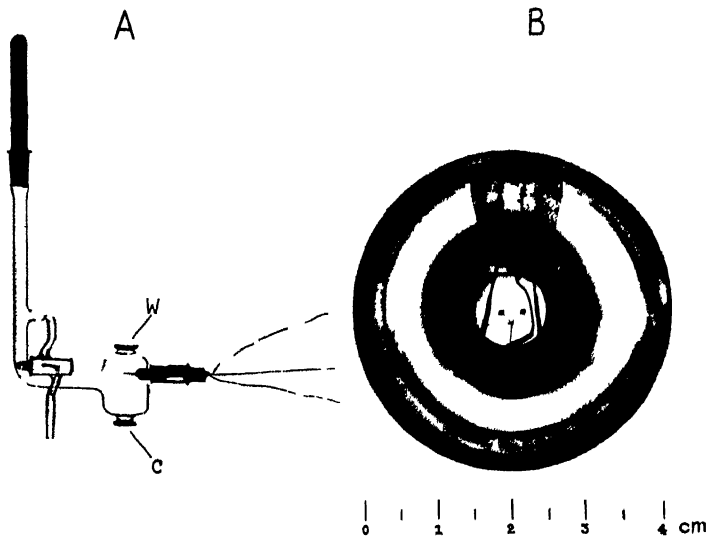



Abb 39 Die 1924 auf dem Mt Wilson bei der Bestimmung der Strahlung des Planeten Mars verwendete thermoelektrische Anordnung Abbildung A zeigt eine schematische Skizze des Meßgerates, Abbildung B gibt in naturlicher Große das im Meßapparat montierte Thermoelement wieder, wie es dem Beobachter im Okular erscheint [Pop Astr 32 (1924)]

von 1,56 mm, das Empfangerscheibchen einen Durchmesser von 0,2 mm, es bestand demnach keine Schwierigkeit, mehrere Streifen der Planetenoberflache durchzumessen In Abb 39A ist das bei den Marsuntersuchungen verwendete Meßgerat schematisch wiedergegeben Die Strahlung fallt durch das Steinsalzfenster *W* auf den Empfanger Durch das Glasfenster *C*, das sich unmittelbar hinter dem in Abb 36 (S 477) ersichtlichen Okulare *E* befindet, pointiert man das Planetenbild auf eines der Empfangerscheibchen Im Okular erscheint dann dem Beobachter das Thermoelement derart, wie in Abb 39B dargestellt Es sei noch hervorgehoben, daß diese Abbildung den Empfanger in seiner naturlichen Große zeigt Die Strahlungsmessungen am West- und Ostrand des Planeten[3] ergaben, daß die Marstemperatur der Sonnenstellung folgt und zu Mittag ihr Maximum

[1] Diesbezuglich siehe Beitrag von K GRAFF, Die physische Beschaffenheit des Planetensystems Ds Handb IV, Kap 4

[2] Pop Astr 32, S 601 (1924) [3] A N 225, S 331 (1925)

erreicht Strahlungsmessungen des Merkur wurden 1923 [1] und 1925 [2], der dunklen Seite der Venus 1924 [3] veröffentlicht Nach den 1926 mitgeteilten Daten über das Mondspektrum im visuellen Gebiete [4] folgten in den nächsten Jahren weitere Ergebnisse über Strahlungsmessungen des Erdtrabanten Gelegentlich der Mondfinsternis 1927 Juli 5 ergab sich eine Mondtemperatur von 150° C abs gegenüber 350 vor der Verfinsterung und 110° an der Nachtseite des Mondes [5] Weitere Untersuchungen über die Temperatur des Mondes sind 1929 [6] und in einer ausführlichen, alle Ergebnisse zusammenfassenden Mitteilung im Jahre 1930 [7] veröffentlicht worden Bei den Monduntersuchungen, die am Hooker-Teleskop vorgenommen wurden, hatte die Scheibe des Erdtrabanten im Mittel einen Durchmesser von 116,6 mm, das Empfängerscheibchen dagegen einen Durchmesser von etwa 5,5 10 $^{-3}$ Monddurchmesser Beobachtet wurde die Gesamtstrahlung sowie die Strahlung bei Verwendung der bereits genannten Filter, dem Mikroskopdeckgläschen, dem Flußspatfenster und der Wasserzelle Alle Messungen sind an einen Stern bekannter radiometrischer Helligkeit angeschlossen Es ist dann die radiometrische Helligkeit des reflektierten Sonnenlichtes $-13^m,3$ und die radiometrische Helligkeit der gesamten vom Monde emittierten Strahlung $-14^m,8$

Der große Gewinn der thermoelektrischen Untersuchungen besteht darin, daß es unter Verwendung der entsprechenden Filter möglich ist, die beiden Hauptkomponenten der Strahlung des Mondes und der Planeten zu erfassen, einerseits das Gebiet zwischen λ 3000 und λ 50000 (5 μ), d i im wesentlichen die reflektierte Sonnenstrahlung, andererseits die „kühle Planetenstrahlung", d i das von den atmosphärischen Wasserdampfbanden (s Abb 38) verhältnismäßig ungestörte Spektralgebiet zwischen λ 80000 und 140000 (8 bis 14 μ)

j) Die Messung der Energieverteilung in den Sternspektren mit Hilfe des Bolometers

34 Die Anordnung der Mt Wilson-Versuche von 1922 Die ersten Ansätze zu einer spektralen Zerlegung der Gesamtstrahlung der Fixsterne findet sich in den im Abschnitt i) dargelegten thermoelektrischen Untersuchungen mit Verwendung einiger selektiver Filter Dies gilt vor allem für die in Ziff 31 genannten 16 von Coblentz untersuchten Sterne Naturgemäß können aber erst Gesamtstrahlungsinstrumente in Verbindung mit einem Spektralapparat den Lauf der Energiekurve festlegen Es waren C G Abbot, F E Fowle und L B Aldrich, die auf Grund der Erfahrungen bei der Bestimmung der Energiekurve der Sonne (s Ziff 11) als erste den Versuch gemacht haben, mit Hilfe des Spektrobolometers analoge Untersuchungen nunmehr auch an den Fixsternen vorzunehmen Der Plan geht auf das Jahr 1916 zurück, wurde jedoch erst im Sommer 1922 ausgeführt [8] Vorbedingung dafür war die Anfertigung eines Galvanometers geringen Widerstandes und hoher Empfindlichkeit und eines verläßlich arbeitenden Vakuum-Bolometers Die Arbeiten konnten mit dem 100-Zoller der Mt Wilson-Sternwarte ausgeführt werden und hatten eine Untersuchung von zehn hellen Sternen verschiedener Spektralklassen zum Ziele Es war von vornherein klar, daß diese ersten Versuche nur ungefähre Werte der Energieverteilung in

[1] Publ A S P 35, S 101 (1923) [2] Pop Astr 33, S 299 (1925)
[3] Publ A S P 36, S 227 (1924) Pop Astr 32, S 614 (1924)
[4] Publ A S P 38, S 212 (1926) [5] Publ A S P 39, S 227 (1927)
[6] Pop Astr 37 S 322 (1929), Phys Rev (2) 33, S 273 (1929), s auch Planetary Temperatures Interpreted from the Radiation of the Moon and of Mercury Publ A S P 41, S 257 (1929)
[7] Ap J 71, S 102 (1930)
[8] Mt Wilson Ann Rep 1922, S 204 u 239, Smithson Ann 4, S 59 (1922), 5, S 15 (1932)

den Spektren geben konnen Verwendet wurde ein spezielles Vakuum-Bolometer[1] (s auch Ziff 12) und ein hochempfindliches Spiegelgalvanometer von 11 Ohm Widerstand Es konnten Strome von $5 \cdot 10^{-12}$ Amp gemessen werden, bzw in Verbindung mit dem Bolometer eine Temperaturanderung von $1 \cdot 10^{-8}$ °C Die Beobachter erkannten, daß fur zukunftige Untersuchungen die Empfindlichkeit mindestens um eine Zehnerpotenz großer sein mußte

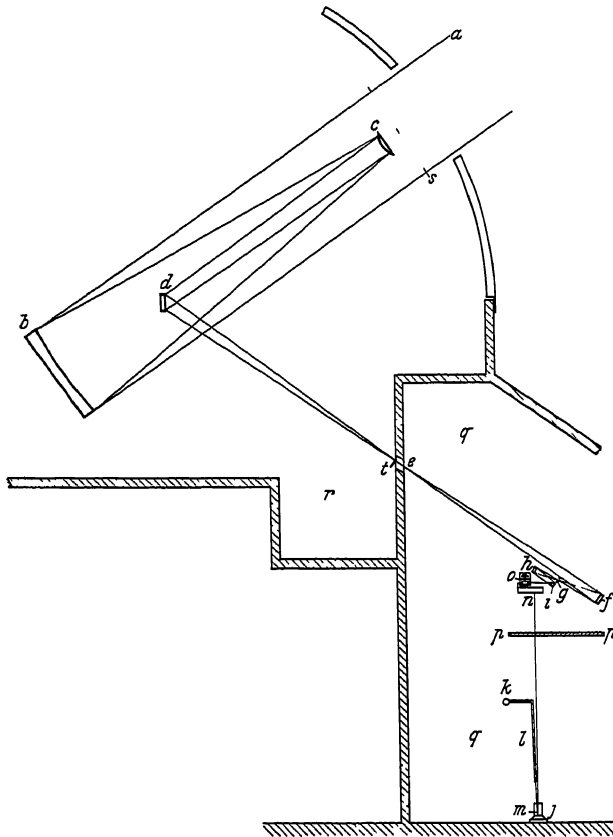



Abb 40 Spektrobolometrische Messung der Energieverteilung in den Sternspektren Die instrumentelle Anordnung ABBOTS am 100 Zoller der Mt Wilson-Sternwarte bei den Versuchen von 1922 [Smithson Misc Coll 74 (1923)]

Die gewahlte Anordnung[2] ersieht man aus Abb 40 Die einfallende Strahlung wird zuerst vom Spiegel des 100-Zollers *b* auf einen im Brennpunkte befindlichen Konvexspiegel *c* geworfen, der die Brennweite des Instrumentes rund versechsfacht Ein ebener Spiegel *d* vereinigt die Strahlen in dem Coudé-Fokus *e*, welch letzterer in der sudlichen Verlangerung der Aquatorialachse des Fernrohres gelegen ist An dieser Stelle treten die Strahlen aus der Kuppel *r* in den Raum *q* ein, der auf einigermaßen konstanter Temperatur zu halten war 6 m hinter dem Coudé-Brennpunkt ist der Konkavspiegel *f* von 1 m Brennweite angebracht In der Brennebene liegt der Spalt *g* Die Strahlen erreichen nach Passieren des Spaltes den Kollimatorspiegel *h* Nun werden die Strahlen durch ein 18°-UV-Kronglasprisma gelenkt und gelangen schließlich in das Bolometer, das nahe dem Spalt *g* angebracht ist Auf der Plattform *pp* konnte das Bolometer bedient werden, das mit dem Galvanometer *j* verbunden war Der vom Galvanometerspiegel *m* reflektierte Lichtstrahl der Lampe *k* fallt auf die photographische Registriervorrichtung, die bei *n* montiert ist Das Uhrwerk *o* vermittelte die gleichzeitige Bewegung von Prisma und Platte Es hat sich aber bald herausgestellt, daß die Unruhe des Galvanometers, die standig Schwankungen von 1 bis 5 mm verursachte, die Verwendung der Registriervorrichtung undurchfuhrbar machte Die Beobachtungen sind dann visuell durchgefuhrt worden, wobei die

[1] Smithson Ann 4, S 45 u 59ff. (1920) [2] Smithson Misc Coll 74, Nr 7 (1923)

Ableseskala in einer Distanz von 5 m vom Galvanometerspiegel auf der Plattform *pp* angebracht wurde

35 Der Beobachtungsvorgang. Beobachtet wurde in Zenitdistanzen bis zu 50°, die Luftmasse war daher niemals großer als 1,5 Immerhin sind so nennenswerte Verluste durch den Einfluß der Atmosphare zu erwarten, die nicht leicht zu eliminieren sind Bei derartigen Messungen sollte man wohl nicht unter 30° Zenitdistanz herabgehen Den Energieverlust, der sich aus der selektiven Absorption der Atmosphare und aus der Wirkung der zahlreichen optischen Teile der Anordnung ergab, suchte man durch einen etwas verwickelten Beobachtungsvorgang kennenzulernen Einmal wurde mit derselben Apparatur eine Sonnenbeobachtung vorgenommen und so ein Reduktionsfaktor auf die Sternintensitaten ermittelt Der zweite Schritt bestand darin, daß man diese Sonnenbeobachtungen mit den 1920 vorgenommenen Bestimmungen (s Ziff 14) der Gestalt der Sonnenenergiekurve fur prismatisches und normales Spektrum außerhalb der Atmosphare in Verbindung setzte ABBOT und sein Mitarbeiter glauben auf diesem Wege die selektiven Absorptionseffekte bei den Messungen der Sternspektra ermittelt zu haben Bei der Sonnenbeobachtung wurde folgende Anordnung getroffen Bei *s* schob man eine Blende mit acht symmetrisch angeordneten Öffnungen von $^1/_4''$ Durchmesser ein und bei *t* eine zweite Blende von $^1/_8$ Zoll (Abb 40) Auf diese Weise war es moglich, die Sonnenbeobachtung mit demselben Galvanometer vorzunehmen Bei den Sternbeobachtungen wurde zuerst mit Hilfe einer Natriumflamme die *D*-Linie auf das Bolometer gebracht und dann sogleich mit der Untersuchung des Sternspektrums begonnen Der eine Beobachter stellte das Prisma der Reihe nach in verschiedene Stellungen und betatigte zugleich den bei *t* angebrachten Verschluß, dem anderen Beobachter oblag die Ablesung der Galvanometerausschlage War das Spektrum in einer Richtung durchlaufen, so wurden die Beobachtungen in der entgegengesetzten Richtung wiederholt, wobei die Ablesungen in den Zwischenstellungen der ersten Serie vorgenommen wurden

Abb 41 Spektrobolometrische Messung der Energieverteilung in den Sternspektren Gemittelte Kurven der extraterrestrischen Energieverteilung in der Skala des 36° UV-Kronglas-Prismas (Mt Wilson-Versuche aus dem Jahre 1922) [Smithson Misc Coll 74 (1923)].

Es ergab sich, daß die Versuche nur in den fruhen Morgenstunden durchfuhrbar waren, da sich zu anderen Zeiten der Nacht Storungen durch die elektrischen Kraftwerke in Pasadena und Los Angeles fuhlbar machten Positive Ergebnisse konnten nur in drei Nachten gewonnen werden In Abb 41 sind gemittelte Kurven fur die von den Autoren angenommene Energieverteilung außerhalb der Atmosphare in der Skala des prismatischen Spektrums wiedergegeben Die

Energiekurven, die sich nach der Umrechnung des prismatischen Spektrums auf das normale Spektrum ergeben, sind nicht verläßlich. Es zeigte sich, daß für die Typen B bis G die Ausschläge in den kürzeren Wellenlängen zu klein waren, um sichere Werte nach der Multiplikation mit dem großen prismatischen Dispersionsfaktor zu liefern. Demgemäß sind auch die Energiemaxima für diese Sterne ganz unsicher. Abgesehen davon war die Genauigkeit der Einzelmessungen nur gering. Mitunter ergaben sich die früher genannten Oszillationen des Galvanometers von derselben Größenordnung wie der maximale Ausschlag im Spektrum.

Zweifellos ist die Verwendung des Bolometers zur Messung der Energieverteilung in Sternspektren viel zu ungenau. Sie ist auch später nicht mehr wieder versucht worden. Immerhin verdienen die ABBOTschen Untersuchungen des Jahres 1922 als erster Versuch auf diesem Gebiete volle Anerkennung, insbesondere wenn man bedenkt, daß die Empfindlichkeit gegenüber früheren Anordnungen ganz wesentlich gesteigert werden konnte. Bei den Versuchen von NICHOLS (Ziff. 28) ergaben sich Ausschläge von 1 bis 2 mm bei der Messung der Gesamtstrahlung, bei den ABBOTschen Versuchen für α Ori Ausschläge von 1 bis 33 mm in 20 verschiedenen Wellenlängen des Spektrums dieses Sternes. Über die Versuche von W. W. COBLENTZ[1] mit Thermoelementen und verschiedenen Filtern, die einzelne breitere Spektralbereiche erfaßt haben, ist bereits in Ziff. 31 berichtet worden.

k) Die Messung der Energieverteilung in den Sternspektren mit Hilfe des Radiometers.

36. Erste Versuche und Reduktionsmethoden. Die bolometrischen Energiemessungen in Fixsternspektren, wie sie 1922 von ABBOT, FOWLE und ALDRICH ausgeführt wurden (s. vorige Ziffer), haben wohl zum erstenmal positive Ergebnisse für einige Sterne gebracht, waren aber, wie erwähnt, nur von geringer Genauigkeit und nur als erster Versuch zu werten. Es erschien erfolgversprechender zu sein, statt eines Bolometers ein Radiometer heranzuziehen, insbesondere als die seinerzeit (1898) von NICHOLS auf dem Yerkes-Observatorium verwendete Konstruktion ausbaufähig war. Es ist dann auch nach den Angaben von NICHOLS von I. D. TEAR ein neues Radiometer konstruiert worden[2], das dem genannten ersten Radiometer NICHOLS' etwa 15fach überlegen war. Dieses Radiometer wurde ABBOT zur Verfügung gestellt. Durch Verlegung der Versuche auf den Mt. Wilson mit seiner großen Luftdurch-

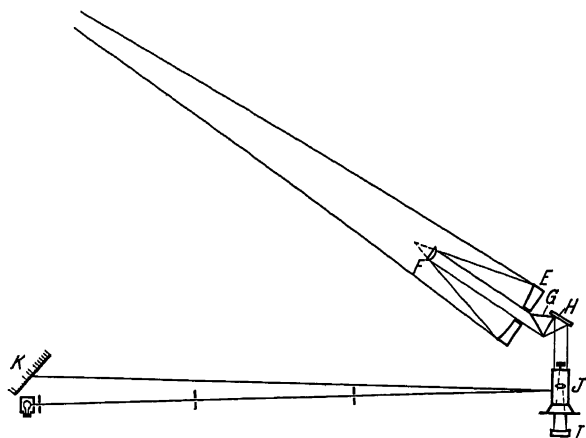



Abb. 42. Radiometrische Messung der Energieverteilung in den Sternspektren. Die instrumentelle Anordnung am 100-Zoller der Mt. Wilson-Sternwarte bei den ersten 1923 vorgenommenen Versuchen (ABBOT, ADAMS, PETTIT und NICHOLSON). [Ap J 60 (1924).]

[1] Bur of Stand Bull 17, S. 725 (1922); Wash. Nat. Ac. Proc. 8, S. 49 (1922).
[2] Smithson. Ann. 5, S. 23 (1932).

sichtigkeit, durch Verwendung des Hooker-Teleskops und schließlich durch eine Verdreifachung der Distanz der Meßskala konnte der endgültige Gewinn an Empfindlichkeit gegenüber der Yerkes-Anordnung auf rund das 10^3fache veranschlagt werden

Das Radiometer[1] besaß Flügel von 1,5 mm Höhe und 0,5 mm Breite, ihr gegenseitiger Abstand betrug 2,5 mm In ähnlicher Weise wie bei den ersten Versuchen mit dem Bolometer wurde wieder in der Coude-Anordnung des 100-Zollers gearbeitet 16 m außerhalb des Coudé-Fokus des Hooker-Teleskopes ist ein durchbohrter Konkavspiegel E (s Abb 42) von 50 cm Öffnung und 100 cm Brennweite aufgestellt, 20 cm innerhalb des Brennpunktes befindet sich der kleine Konvexspiegel F Durch die Ausbohrung von 10 cm Durchmesser des Spiegels E fällt ein paralleles Strahlenbündel auf das im Minimum der Ablenkung montierte 60°-Flintglasprisma G Es ist im übrigen dasselbe Prisma, das von ABBOT auch bei den bolometrischen Messungen an der Sonne verwendet wurde Nach Durchlaufen des Prismas fallen die Strahlen auf den ebenen Spiegel H und werden dann auf einen konkaven Spiegel I von 45 cm Brennweite gelenkt Nahe dem Brennpunkt von I ist noch ein um 45° geneigter Planspiegel (deutlicher zu erkennen auf Abb 45, S 491, der verbesserten Konstruktion von 1928) montiert, der die Strahlen schließlich in horizontaler Richtung den Flügeln des Radiometers J zuführt

Von großter Wichtigkeit für das Gelingen der Versuche war die Anordnung von Ableseskala und Beleuchtungslampe Trotzdem das Spiegelchen am Radiometer nur eine Fläche von nicht ganz 2 mm² besaß, konnte schließlich die Skala K noch in einer Entfernung von 5 m abgelesen werden Alles Nebenlicht war ausgeschaltet, das Licht der Skalenbeleuchtung wurde durch mehrere Blenden von 2 mm Öffnung dem Radiometerspiegel zugeführt

Der Beobachter an der Meßskala bediente zugleich eine Schraube, die mittels Übertragungsstangen die Drehung des Prismas bewerkstelligte Eine Schraubenrevolution bewirkte eine Drehung von 21′ Es wurden 15 verschiedene Einstellungen innerhalb des Spektralbereiches von λ 4370 bis λ 22240 verwendet

[1] Mt Wilson Contr Nr 280 = Ap J 60, S 87 (1924)

Tabelle 8 Die Radiometerausschläge der 10 Sterne in verschiedenen Wellenlängen (Erste Versuche ABBOTS aus dem Jahre 1923)

Orientierung d prism Spektrums	−6	−5	−4	−3	−2	−1	D	−1	−2	−3	−4	+5	+6	+7[1]	+9	Extremwerte der Luftmasse	
Wellenlänge λ	4370	4540	4720	4940	5200	5510	5890	6360	7000	7840	9050	10800	13160	17510	22240		
Sonne	3,3	5,6	4,8	10,8	16,4	19,9	23,9	33,0	39,5	46,4	53,6	55,7	42,0	25,9	6,2	1,59	1,74
β Ori			−0,6	+1,7	1,4	3,8	1,2	0,8	1,3	4,5	3,0	+3,2	−0,2			1,42	1,35
α Lyr		2,0	2,1	4,2	4,2	5,2	3,1	3,6	1,8	0,4						1,35	1,64
α CMa				2,2	5,1	7,5	7,5	10,5	11,4	11,8	10,6	9,3	7,1	3,9	1,4	1,59	1,58
α CMi						−1,1	+0,6	2,0	3,8	4,0	3,8	4,6	3,0	+4,8	−1,5	1,30	1,22
α Aur				0,1	2,0	0,8	2,4	3,5	3,1	5,2	7,4	9,0	6,1	3,0	0,6	1,68	1,35
α Tau							0,3	2,1	4,0	7,0	12,5	14,4	16,2	13,3	3,8	1,10	1,06
β Peg							0,4	0,8	1,5	2,8	5,1	5,3	6,8	6,4	2,9	1,01	1,04
α Ori						1,5	2,1	3,5	6,4	18,7	27,8	43,2	48,4	44,0	16,4	1,14	1,12
α Her							−0,1	+1,5	2,8	3,8	7,3	19,5	21,1	+23,3	+5,5	1,73	2,20

Bei jeder Einstellung wurde 15 Sekunden belichtet, ebenso lang der Verschluß verschlossen gehalten und dieser Vorgang noch weitere 7mal wiederholt, wobei die Galvanometerausschläge sowohl bei Belichtung, als auch bei der Verdunkelung abgelesen wurden. Die Messungen begannen bei der kürzesten Wellenlänge, die noch gerade einen Ausschlag ergab, sodann wurde das Spektrum in den 14 übrigen Stellungen untersucht und nach Durchlaufen desselben vom infraroten Bereiche aus noch einmal wieder zu den kurzen Wellenlängen zurückgemessen. Derart beruhen, soweit nicht, wie etwa bei α Ori und α CMa, schon einige wenige Ausschläge genügten, die Ergebnisse für eine Wellenlänge (s. Tab. 8) im allgemeinen auf 16 Einzelwerten.

Die Untersuchungen beschränkten sich auf nur vier Nächte, die beiden mittleren hatten ungünstige Luftverhältnisse und zeigten unbefriedigende Ergebnisse. Die erste und die vierte Nacht waren sehr klar, doch arbeitete in der ersten Nacht die Apparatur nicht ganz zuverlässig. Immerhin konnten für α Ori, β Ori, α Lyr, α CMa, α CMi, α Aur, α Tau, β Peg einigermaßen verwendbare prismatische Energiekurven abgeleitet werden. Zur Reduktion der Beobachtungen auf Wellenlängen und zur Berücksichtigung der atmosphärischen Extinktion benutzte ABBOT die Ergebnisse seiner früheren Arbeit auf dem Mt. Wilson[1], wobei die durchlaufene Luftmasse bei allen Sternen zu 1,3 angenommen wurde. Die Energieverteilung im Normalspektrum außerhalb der Atmosphäre hat man folgendermaßen ermittelt. Vorerst wurden die früher am 100-Zoller gewonnenen Sonnenbeobachtungen (s. Ziff. 35), reduziert auf Luftmasse 1,3, mit den 1920 ermittelten Werten (Ziff. 14) der extraterrestrischen Energieverteilung im Sonnenspektrum verglichen. Mit Hilfe dieser Reduktionsfaktoren, die im übrigen noch ausgeglichen wurden, sind dann die beobachteten Energieverteilungen in den Sternspektren in extraterrestrische Energiekurven verwandelt worden (Tab. 9). Dem hier gewählten Umweg, bei welchem Messungen

Tabelle 9. Radiometermessungen. Koordinaten der extraterrestrischen Energiekurve des Normalspektrums der 10 Sterne.
(Erste Versuche ABBOTS aus dem Jahre 1923.)

Wellenlänge λ	4370	4720	5200	5890	7000	9050	13 160	17 510	22210
Sonne	490	310	573	466	388	223	106	55	16
β Ori		0(?)	469	226	125	123	0(?)		
α Lyr		1432	1440	602	173				
α CMa			1776	1448	1114	443	177	82	35
α CMi				113	365	156	75	101	38
α Aur			703	470	298	303	152	63	15
α Tau				56	374	508	405	277	95
β Peg				75	144	205	167	132	72
α Ori				378	614	1132	1202	918	407
α Her				0(?)	278	307	537	498	140

an der Sonne und an Sternen aus verschiedenen Jahren zur Lösung der an und für sich so schwierigen Extrapolationsaufgabe aufeinander bezogen werden, kann nicht voll beigepflichtet werden. Der Zweifel ist wohl berechtigt, ob nunmehr tatsächlich extraterrestrische Energieverteilungen vorliegen. Sieht man davon ab, daß es sich um Absolutwerte handeln soll, so sind die Ergebnisse als nennenswerter Fortschritt gegenüber den bolometrischen Untersuchungen von größter Bedeutung. Die erhöhte Meßgenauigkeit gestattet nun auch, die relativen Verhältnisse der Energiekurven von Sternen verschiedener Spektralklasse schon besser zu erkennen, am deutlichsten, wenn man wieder auf die ursprüng-

[1] Tabelle 16 bzw. 17 in Smithson. Ann. 2, S. 105 u. 110 (1908).

lichen prismatischen Energiekurven zuruckgeht, wie sie in Abb 43 wiedergegeben sind Die mit dem Radiometer gewonnenen Energiekurven lassen sich durch die PLANCKsche Formel in Farbtemperaturen uberfuhren ABBOT hat seine Ergebnisse an die spektralphotometrischen Wertereihen, die ROSENBERG[1] im photographischen Bereiche, WILSING, SCHEINER und MUNCH[2] im visuellen Bereiche erhalten haben, angeschlossen Nach Daten, die sich fur die gemeinsamen Spektralbezirke ergeben, ist der Anschluß befriedigend ausgefallen Die

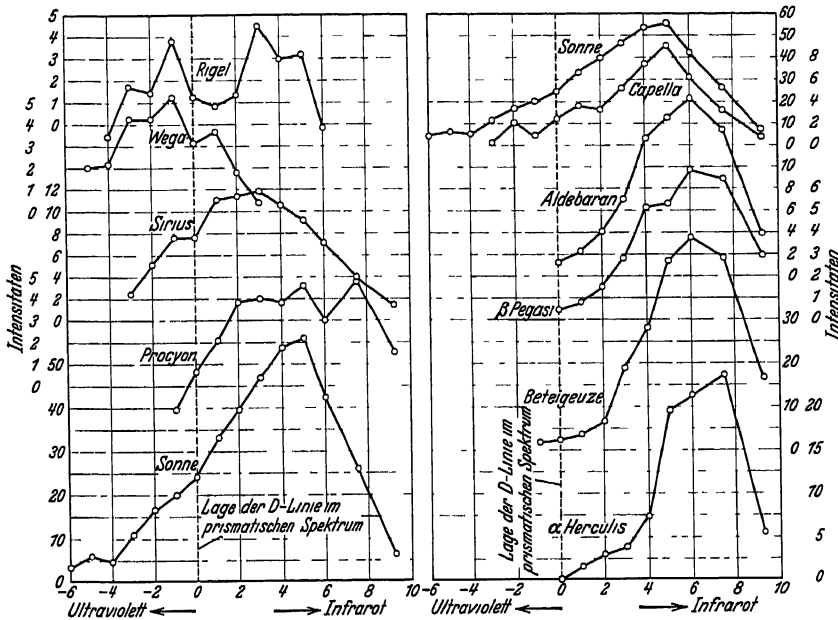



Abb 43 Radiometrische Messungen der Energieverteilung in den Sternspektren Prismatische Energiekurven nach den ersten Mt Wilson-Versuchen des Jahres 1923 [Ap J 60 (1924)]

derart aus den radiometrischen Untersuchungen des Jahres 1924 folgenden Farbtemperaturen sind bei A BRILL[3] in der Tabelle 5 unter dem Kopf „ABBOT" wiedergegeben

37 Die neuen Radiometermessungen von C G ABBOT Die in der vorhergehenden Ziffer genannten, 1923 auf dem Mt Wilson vorgenommenen Untersuchungen haben noch keine zufriedenstellenden Ergebnisse erzielen lassen, die gewahlte Anordnung war aber an und fur sich erfolgversprechend, sobald eine Steigerung der Empfindlichkeit des Radiometers und eine Verbesserung des Meßvorganges selbst durchfuhrbar erschien Im Jahre 1926 wurde von ABBOT ein neues Radiometer konstruiert[4], das bereits hohere Empfindlichkeit besaß Hier sind die Radiometerflugel aus Glimmer durch Flugel der Hausfliege ersetzt worden, deren Distanz nur 1 mm betrug Auch der Spiegel wurde verkleinert und leichter gemacht Er besteht nunmehr aus einem Mikroskopdeckglaschen von 1 mm² Flache Eine Prufung des neuen Instrumentes an α Ori

[1] Abh d Kais Leop-Carol Dtsch Akad d Naturf Nova Acta Halle 1914, 101, Nr 2
[2] Potsdam Publ Nr 74 (1919), s auch ds Handb Beiträge von A BRILL, II/1, Kap 2, W E BERNHEIMER, IV, Kap 1
[3] Ds Handb V/1, Kap 3, S 150 (1932)
[4] Ap J 69, S 293 (1929), Smithson Ann 5, S 38, 47 u 97 (1932)

ergab wesentlich gesteigerte Empfindlichkeit. Es zeigte sich jedoch, daß die Ausschläge sehr unbestimmt waren, da die Luft unter dem für den Radiometereffekt erforderlichen Drucke eine zu starke Dämpfung verursachte. Es wurde daher 1927 eine Abänderung vorgenommen dahingehend, daß die Füllung nunmehr auf Grund eines Vorschlages von ANDERSON mit Wasserstoff erfolgte. Das neue Radiometer hatte einen Flügelabstand von 1,2, in einem zweiten Exemplar von 2,0 mm, jeder Flügel war 1 mm hoch und 0,4 mm breit. Eichungen der Radiometer an einem Bolometer ergaben, daß die wasserstoffgefüllten Instrumente wohl einen etwas geringeren Radiometereffekt zeigten als die luftgefüllten, daß aber anderseits dieser Nachteil ganz wesentlich durch eine Verringerung der Dämpfung ausgeglichen wurde. Der Gewinn in den Ausschlägen ist nunmehr ungefähr auf das 10fache gestiegen.

Jeder Radiometerflügel bestand aus drei Fliegenflügeln, deren vorderster geschwärzt war und deren gegenseitiger Abstand nur 0,1 mm betrug. Das Gesamtgewicht belief sich auf 0,035 mg. Dazu kam noch eine Verbindungsglasfaser von 0,023 mg. Diese war an einem 10 cm langen Quarzfaden befestigt

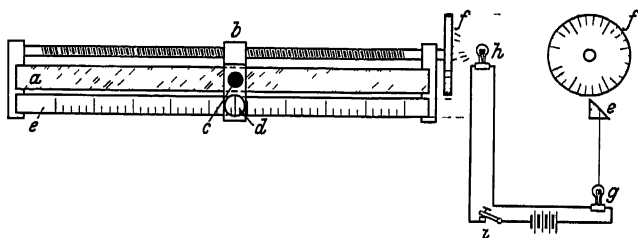



Abb. 44. Verfeinerte Vorrichtung zur Skalenablesung bei den zweiten radiometrischen Versuchen von 1928 auf der Mt. Wilson-Sternwarte. [Ap J 69 (1929).]

(Gewicht 0,700 mg). Das geschliffene, polierte und mit Platin überzogene Spiegelchen hatte ein Gewicht von 0,180 mg und befand sich am Quarzfaden 3 cm oberhalb des Flügelsystems. Die Befestigung der Flügel und des Spiegelchens wurde mit Bienenwachs bewerkstelligt. Wie aus den genannten Zahlen hervorgeht, war es also gelungen, das Gesamtgewicht der wesentlichsten Teile des Instrumentes auf 0,938 mg herabzusetzen. Das ganze Radiometersystem ruhte schließlich in einem Quarzröhrchen, das nach erfolgter Evakuierung unter 0,23 mm Druck mit Wasserstoff gefüllt wurde. Während der Füllung war eine Schwingungsdauer von 12^s erreicht. Dieser Betrag konnte jedoch nicht erhalten werden. Nach mehrfachen Versuchen war es schließlich gelungen, eine sich gleichbleibende Schwingungsdauer von $1^s,5$ zu erreichen. Prinzipiell scheint es jedoch möglich zu sein, mit dieser Apparatur größere Schwingungsdauern zu erreichen, falls es gelingen sollte, offenbare elektrostatische Störungen zu eliminieren. Bei den Messungen, die 1928 am Himmel vorgenommen wurden[1], betrug bei einer Entfernung der Skala von 6 m der an der Skala abgelesene mittlere Ausschlag 0,6 mm. Als größter Ausschlag wurden 6,5 mm festgestellt. Der ganze Erfolg der Versuche beruhte auf einer sinnreich gewählten Vorrichtung, diese kleinen Ausschläge auf der Meßskala mit nennenswerter Genauigkeit ablesen zu können. Das Licht einer 100-Watt-Lampe fällt durch mehrere Blendöffnungen und eine langbrennweitige Linse auf den kleinen Radiometerspiegel, der sich 5 m weit von der Lampe befindet. Von dort wird er mittels einer horizontalen Zylinderlinse auf eine 6 m entfernte Glasplatte *a* geworfen, die keine Einteilung besitzt (s. Abb. 44).

[1] Ap J 69, S. 293 (1929).

Die eigentliche Skala *e* befindet sich unterhalb der Glasplatte und ist mit ihr durch einen gemeinsamen Rahmen fest verbunden Auf der Glasplatte erscheint dann ein Lichtfleck von etwa 1 cm Durchmesser Mittels des Kopfes der Schraube *f* wird nun der kleine Schlitten *b* bewegt, der das Fadenkreuz *d* tragt *c* ist ein runder Kork, dessen Große so abgestimmt ist, daß er den Lichtfleck auf der Platte *a* abdeckt und nur einen schwachen Schimmer ubrigläßt Der Beobachter an der Skala kann nun praktisch in volliger Dunkelheit arbeiten Er dreht so lange die Schraube, bis die Helligkeit rechts und links von der Korkblende gleich geworden ist Nun druckt er auf den Schalter *i*, die Skala *e* ist auf einen Augenblick beleuchtet, und die Stellung des Fadenkreuzes sowie die Schraubenstellung konnen abgelesen werden Die Ganghohe der Schraube betrug 3 mm, demnach waren 0,03 mm direkt abzulesen und 0,003 mm noch zu schatzen Diese Vorrichtung, die in Abb 44 schematisch wiedergegeben ist, hat sich sehr bewahrt und ermoglichte den w F einer Einzelmessung auf 0,06 mm herabzusetzen

Die optische Anordnung (s Abb 45) war ahnlich wie bei den fruheren Versuchen (s Ziff 34 u 36) Die Strahlen kamen vom Coude-Fokus des 100 Zollers (*e* in Abb 40) durch eine Blende von 3 mm Öffnung auf den konkaven 50-cm-Spiegel *K* (1 m Brennweite), der in 16 m Distanz in dem Raume konstanter Temperatur aufgestellt war Der weitere Strahlenweg fuhrte auf den konvexen 10 cm-Spiegel *F* und von hier durch eine Ausbohrung in *E* auf das 60°-Flintglasprisma *G* Nach Passieren des Prismas bewirkt der ebene Spiegel *H* eine Reflexion nach unten auf den konvexen Spiegel *I* Nach nochmaliger Reflexion auf einem kleinen ebenen Spiegel gelangt endlich die Sternstrahlung auf den Flugel des Radiometers *J* Bei den Beobachtungen von Mars und Jupiter ist nur ein kleiner zentraler Teil der Strahlung der Planetenscheibe von der genannten Blende durchgelassen worden, bei den Fixsternen dagegen war die Breite des Spektrums kaum großer als die halbe Breite der Radiometerflugel

Abb 45 Radiometrische Messungen der Energieverteilung in den Sternspektren Die instrumentelle Anordnung am 100 Zoller der Mt Wilson-Sternwarte bei den zweiten 1928 vorgenommenen Versuchen (Abbot, Adams, Bebli und Nelson) [Ap J 69 (1929)]

Die außerordentlich sinnreiche Anordnung der ganzen Apparatur hatte einen wesentlichen Nachteil Die Strahlung wurde durch acht versilberte Spiegel, zwei Prismenflachen und vier Flachen zweier Quarzplatten beeintrachtigt Der Energieverlust machte bei den gelben Strahlen etwa 75%, bei den kurzwelligen Strahlen noch wesentlich mehr aus Nennenswert einfacher ist dies bei den Untersuchungen von Pettit und Nicholson gewesen, wo nahe dem Fokus des Hooker-Spiegels mit der Thermosaule gearbeitet werden konnte (s Ziff 33), in welchem Falle der Energieverlust nur die Halfte betragen hat Man kann sich aber kaum vorstellen, daß bei einer Wiederholung der Versuche mit dem Radiometer eine gunstigere Anordnung zu treffen ware, da ja das Radiometer in einem

eigenen Raum aufgestellt sein soll, der womöglich auf konstanter Temperatur zu erhalten ist

Zur Reduktion der prismatischen Energiekurve auf das Normalspektrum, das auch die Berücksichtigung der Absorption der Strahlung in der instrumentellen Anordnung sowie in der Erdatmosphäre in sich schließen sollte, wurde auf die 1923 (Ziff 36) ermittelten Reduktionsfaktoren zurückgegriffen, jedoch hat man bei den Versuchen von 1928 leider versäumt, neuerlich direkte Vergleichungen mit der Energiekurve der Sonne vorzunehmen Es wurden nur die prismatischen Energiekurven der 1928 untersuchten Sterne mit jenen von 1923 verglichen Nennenswerte Abweichungen ergaben sich hier vor allem im infraroten Gebiete, sie sind nach ABBOT infolge des Austausches der Glimmerflügel durch die Fliegenflügel im Radiometer hervorgerufen worden So mußten neue Reduktionsfaktoren abgeleitet werden, die sodann mit den Reduktionsfaktoren von 1923 für den Übergang auf das Normalspektrum kombiniert wurden Es ist aus den in der Veröffentlichung mitgeteilten Daten nicht ohne weiteres zu entnehmen, ob man auf diese Weise auch wirklich extraterrestrische Werte gewonnen hat Immer-

Tabelle 10 Radiometermessungen Koordinaten der extraterrestrischen Energiekurve des Normalspektrums

(Zweite Versuche ABBOTS aus 1928 Es bedeuten A 1928 August 25, B August 26 und C 1928 September 13)

Orientierung d prism Spektrums		−6	−4	−2	0	+2	+4	+6	+7½	+9½
Wellenlänge λ		4370	4720	5200	5890	7000	9050	13 160	17 510	22 210
β Ori	C	990	1140	584	233	89	21			
α Lyr	B	1355	446	334	644	287	91	77	29	
	C	990	642	367	377	267	105	17		
α Cyg	A		502	434	455	277	121	86		
	C		363	267	266	297	206	172		
α Aql	B	616	474	267	355	217	121	17		
α CMi	C		139	167	277	436	149	17		
α Per	B			234	189	267	231	159	13	
	C			184	244	228	177	73	38	
γ Cyg	C		390	434	244	208	149	125	60	8
α Aur	A		28	284	388	455	369	202	119	37
Mars	C			317	366	337	256	206	11	
Jupiter	B			134	178	238	241	95	6	
β Cet	A				155	297	263		35	
	B				166	198	298	116	43	
γ Aql	B				33	109	199	168	93	10
α Boo	A				200	228	376	104	183	56
α Tau	A				255	238	461	156	315	124
α Ori	A				311	485	844	1010	597	172
β And	A				189	228	312	189	104	65
	B				155	257	177	202	104	29
β Peg	A				89	218	241	176	115	80
δ Sag	A				111	99	312	120	171	32
	B				144	168	170	150	128	12
α Her	A				233	406	369	117	318	83
	B				166	257	334	387	342	163
o Cet	A				166	287	220	331	299	107
	B				67	337	319	396	191	61
	C				144	188	192	185	116	26
	C[1]				288	376	383	370	232	51

[1] Doppelte Werte der Daten der vorhergehenden Messung desselben Tages

hin sind die in Tabelle 10 wiedergegebenen endgültigen Ergebnisse, wenn sie auch nur auf Beobachtungen dreier Nächte beruhen, von großem Interesse, da sie für Mars, Jupiter und eine ganze Reihe von Fixsternen wenigstens den Charakter der Energieverteilung im Spektrum erkennen lassen und auch relative Vergleichungen ermöglichen. Die Ergebnisse von 1928 und 1923 weichen voneinander durchschnittlich um 20% ab. Der w. F. einer Beobachtung wird zu ±12% veranschlagt. Nach H. KIENLE[1], der die Möglichkeiten künftiger Radiometermessungen behandelt, wäre für den Fall, daß man sich mit einer mittleren Genauigkeit von 10% begnügen wollte, als Auffangfläche mindestens ein 3,5 m-Spiegel nötig. Auch ABBOT ist sich der Unvollkommenheit der Messungen von 1928 voll bewußt. Für zukünftige Untersuchungen hält er eine 10mal größere Empfindlichkeit des Radiometers für erforderlich, empfiehlt auch den Messungsbereich sowohl weiter nach langen als auch nach kurzen Wellen hin auszudehnen, ferner eine kontinuierliche Registrierung des Spektrums vorzunehmen, um den Charakter der Kurven besser studieren zu können und, was hier am wichtigsten ist, einen schärferen Anschluß an eine Standard-Energiekurve zu gewinnen. Wenn auch seit 1928 keine neuen Versuche mehr angestellt wurden, so ist doch der von ABBOT gewiesene Weg prinzipiell gangbar, und man muß hoffen, daß man in naher Zukunft auch zu zuverlässigen absoluten Energiemessungen in den Sternspektren gelangen wird.

l) Möglichkeiten verfeinerter Apparate für künftige Strahlungsmessungen der Himmelskörper.

38. Neueste Pyrheliometertypen. Die gebräuchlichsten Pyrheliometer zeigen noch immer gewisse Nachteile, von denen auch das Silver-Disk-Pyrheliometer nicht frei ist. Als Hauptnachteil kann der Umstand bezeichnet werden, daß bei jeder Sonnenstrahlungsmessung zugleich ein nennenswerter Teil der Sonnenumgebung mitgemessen wird, also stets Himmelsstrahlung additiv wirksam ist. Zwei weitere Nachteile liegen in der verhältnismäßig langsamen Wirkungsweise des Apparates und in dem zweifellos vorhandenen Auftreten einer störenden persönlichen Gleichung. Diese Schwierigkeiten sind auch den Smithsonian-Beobachtern nicht entgangen. In der jüngsten Veröffentlichung des Astrophysikalischen Observatoriums[2] gibt nun ABBOT die Beschreibung eines neuen Instrumentes, das die genannten Fehlerquellen zu vermeiden sucht. Beobachtungsergebnisse liegen bisher noch nicht vor.

Das Prinzipielle der Neukonstruktion liegt in einem Kompensationssystem mit kleinstmöglichen Empfängeröffnungen. Die Sonnenstrahlung kann wahlweise in das System I und II geleitet werden, je nachdem der Verschluß H (Abb. 46) auf den Tubus B oder B' gedreht wird. In einem Holzgehäuse liegen die Empfängerkammern D und D', eingebettet in einen gemeinsamen Kupferblock. Nach Passieren der Quarzlinsen C und C', die aus je zwei aneinandergekitteten Plankonvexlinsen bestehen, gelangen die Sonnenstrahlen durch kleine Öffnungen des Kupferblockes in die Kammern D und D' und zugleich in die inneren Kammern E und E', das eigentliche Meßgerät mit dem Bolometerstreifen. Diese Hauptkammern E und E' sind nach außen hin durch dünne Quarzfenster luftdicht abgeschlossen, die Innenwände der Kammern mit Zinn ausgeschlagen und vollkommen geschwärzt. Die Widerstandsstreifen F und F' sind aus Manganin hergestellt, ebenfalls geschwärzt und, wie aus der Abb. 46 hervorgeht, spiralförmig angeordnet. Die Zuführungsleitungen führen auf den Wahlschalter I, der mit einer Stromquelle in Verbindung steht. Die

---

[1] Naturwiss. 18, S. 96 (1930). [2] Smithson. Ann. 5, S. 89 (1932).

Kammern D und D' sind mittels Röhren an ein Manometer angeschlossen Es wird vorgesorgt, daß sie vor Beginn der Beobachtung unter gleichem Druck stehen

Wird nun eines der beiden Pyrheliometersysteme der Sonnenstrahlung ausgesetzt, so erfolgt einerseits eine Absorption der Strahlung am Meßstreifen, andererseits aber auch noch eine Reflexion an den Wänden der inneren Kammer Letztere bewirkt eine Erwärmung der Luft in der Kammer und damit eine am Manometer erkennbare Störung des Gleichgewichtes Nun tritt die Kompensationseinrichtung in Wirksamkeit Man erwärmt das zweite System so lange durch Stromzufuhr, bis das Manometer wieder in die Ruhelage zurückkehrt Bei einer vollständigen Beobachtungsserie wird zuerst die Sonnenstrahlung in das System I geleitet und der elektrische Strom in das System II, dann umgeschaltet auf System II bzw I und dieser Vorgang mehrfach wiederholt Der Meßvorgang dieser Apparatur besteht demnach darin, die Wärmestrahlung der Sonne im Kompensationswege durch elektrische Erwärmung eines Zwillingssystems zu ermitteln

Abb 46 Schematische Skizze eines neuen Pyrheliometertypus Zwillingssystem nach dem Kompensationsprinzip (Entwurf von C G ABBOT) [Smithson Ann 5 (1932)]

Wie erwähnt, stehen Anwendungsergebnisse noch aus Zweifellos hat die Methode einen objektiven Charakter und gestattet auch eine rasche Durchführung einer Messungsserie Inwieweit auch die Forderung nach Ausschaltung des Himmelslichtes erfüllt ist, die durch die schmale Eintrittsöffnung der Kammern E und E' angestrebt wird, kann vor der praktischen Erprobung nicht entschieden werden Es sei noch bemerkt, daß das Instrument als Absolutinstrument zur Eichung anderer Apparate dienen könnte, sobald es gelingt, den Energieverlust in den Quarzlinsen und Quarzfenstern verläßlich zu ermitteln

39 Verbesserte Absolut-Pyrheliometer Das Water-Flow-Pyrheliometer (s Ziff 8), wie es von den Beobachtern des Smithsonian-Observatoriums verwendet wurde, hat neben seinen unleugbaren Vorzügen den Nachteil, daß bei Messungen der Sonnenstrahlung, die mit diesem Instrument vorgenommen wurden, vielfach unliebsame Schwankungen in den Galvanometerausschlägen aufgetreten waren Diese Unregelmäßigkeiten setzen die Meßgenauigkeit unnötig herab Die Ursache der Schwankungen liegt, wie oftmals festzustellen war, in Veränderungen der Geschwindigkeit der Wasserbewegung und in den Temperaturschwankungen des Wassers V M SHULGIN[1] macht zur Behebung dieses Übelstandes den Vorschlag, das Pyrheliometer als Kompensationsinstrument zu bauen und den Wasserstrom in ein Zwillingssystem zu leiten Statt mit Ausschlägen wird mit einer Nullmethode gearbeitet und die Einwirkung der

[1] M Weather Rev August 1927

Sonnenstrahlung in einer Kammer durch elektrische Erwärmung der zweiten Kammer kompensiert. Dergestalt erreicht man, daß alle Schwankungen des Wasserstromes und der Wassertemperatur ausgeglichen werden. Es sind demnach hier ähnliche Prinzipien angewendet wie bei dem in der vorigen Ziffer beschriebenen neuen Pyrheliometer.

Die Vorschläge von SHULGIN sind einige Jahre später von ABBOT und ALDRICH im allgemeinen übernommen worden und führten zu einer verbesserten Konstruktion, dem sog. Water-Flow-Pyrheliometer Nr. 5. Das in Ziff. 8 beschriebene Instrument Water-Flow-Pyrheliometer Nr. 3 wurde hierzu herangezogen und von A. KRAMER zu einem Zwillingsinstrument umgebaut. Es ruhen nunmehr beide Systeme in einem gemeinsamen metallischen Behälter. Für beide Kammern ist ein gemeinsamer Zufluß des Wasserstromes vorgesehen, durch sorgfältig gewählte Einrichtungen eine ständige und rasche Zirkulation des Wassers gewährleistet. Eine Thermosäule, bestehend aus acht in Serie geschalteten Nickel-Platin-Thermoelementen, dient zur Feststellung der Temperaturgleichheit des aus beiden Kammern ausfließenden Wassers. Die besten Resultate[1] ergeben sich bei einem Wasserstrom von 45 cm³/min in jedem Systeme. Ohne elektrische Kompensation zeigte das Galvanometer bei Belichtung eines Systems des Pyrheliometers Nr. 5 einen Ausschlag auf der Skala von 90 mm. Bemerkenswerterweise überschritt die Unruhe des Galvanometers niemals den Betrag von 0,1 mm, demnach sind die zufälligen Schwankungen von der Größenordnung $1 \cdot 10^{-3}$ des Ausschlages. Dieses Instrument stellt daher eine ganz wesentliche Verbesserung des Standard-Pyrheliometers dar.

Bei den Beobachtungen wurde die Nullage des Galvanometerausschlages festgelegt, sobald beide Systeme gleichzeitig der Sonnenstrahlung ausgesetzt waren. Die zwischen den beiden Systemen dann noch vorhandenen Differenzen erreichen nur selten 1%. Belichtet wurde während 2 Minuten. Diese Zeit war erforderlich, um den vollen Effekt der Sonnenstrahlung in dem einen Systeme zu erzielen. Die gleichzeitige elektrische Erwärmung des zweiten Systems macht sich am Thermoelement natürlich rascher fühlbar. Wenn nach 2 Minuten in beiden Systemen der volle Effekt erzielt war, erfolgte, in ähnlicher Weise wie in der vorigen Ziffer auseinandergesetzt, der Wechsel der beiden Systeme. Es ist klar, daß die Genauigkeit der mit diesem Instrument gemessenen Strahlungsintensität infolge der gewählten Kompensationsanordnung von der Temperatur des Wassers und von der Geschwindigkeit des Wasserstromes unabhängig ist.

Ungefähr zur selben Zeit wurde im Auftrage der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin nach Angaben von C. TINGWALDT[2] ein neues Pyrheliometer für Absolutmessungen konstruiert, das auf ähnliche Prinzipien gegründet ist wie das eben beschriebene ABBOTsche Instrument. Es dürfte ihm allem Anschein nach zumindest gleichwertig sein. Auch der TINGWALDTsche Apparat, den man am ehesten als Kompensations-Water-Stir-Pyrheliometer bezeichnen kann, ist ein Zwillingssystem, das als Nullinstrument arbeitet. Die identische Anordnung der beiden Meßkörper ist aus der schematischen Skizze der Abb. 47 ersichtlich. Die Ansatzrohre, durch welche die Strahlung die beiden Meßkörper erreicht (in der Abbildung ist nur ihr unterster Teil wiedergegeben), sind außen vernickelt und innen geschwärzt. Sie haben eine Länge von 270 mm und einen Durchmesser von 45 mm und besitzen in ähnlicher Weise wie das Water-Flow-Pyrheliometer (s. Ziff. 10) eine Anzahl von außen nach innen zu immer kleiner werdenden geschwärzten Diaphragmen zur Ausblendung der zu messenden Sonnenstrahlen. Die dem Meßkörper nächstgelegene Blende hat eine Öffnung von 25 mm

[1] C. G. ABBOT u. L. B. ALDRICH, Smithson. Misc. Coll. 87, Nr. 15 (1932).
[2] Z. f. Instrk. 51, S. 593 (1931).

Die Kalorimetergefaße, in einem Dewar-Gefaß eingebettet, sind aus Messing und haben eine Lange von 87 mm und einen Durchmesser von 44 mm Sie sind thermisch isoliert, zudem von einem Kupfermantel umhullt Innerhalb der Kalorimetergefaße ruhen die eigentlichen Meßkorper, geschwarzte zylindrische Gefaße von 29 mm Durchmesser und 75 mm Lange In gleicher Weise wie bei den Smithsonian-Instrumenten ist das nach unten konisch verlaufende, aus Kupferblech bestehende Ende der direkte Strahlungsempfanger Der frei gelassene Raum zwischen Meßkorper und Wandung der Kalorimetergefaße ist wasserumflossen

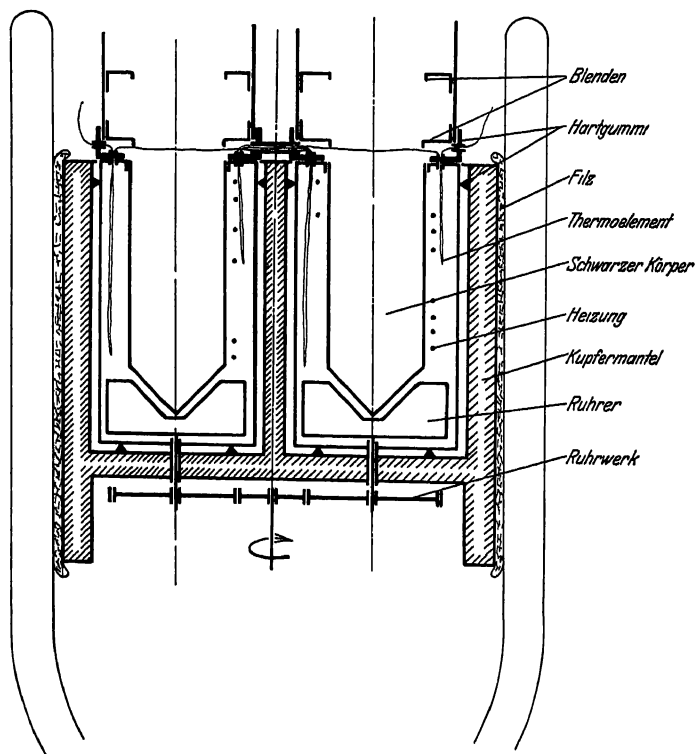



Abb 47 Das neue Absolutinstrument der Phys -Techn Reichsanstalt (C TINGWALDT) zur Messung der Gesamtstrahlung der Sonne Schematisches Bild der zentralen Teile dieses verbesserten „Water-Stir"-Pyrheliometers [Z f Instrk 51 (1931)]

und enthalt die Heizspule aus Konstantan, in flachen Messingrohrchen geschutzt, sowie Glasrohrchen mit den Thermosaulen der Kombination Kupfer-Konstantan Zur Aufrechterhaltung einer gleichmaßigen Wassertemperatur wird die Flussigkeit durch zahnradgetriebene, schaufelartige Ruhrer in gleichmaßige Bewegung versetzt

Die Wirkungsweise der Apparatur ist dieselbe wie bei der Smithsonian-Konstruktion Die Sonnenstrahlung fallt auf den Empfanger, die im Meßkorper absorbierte Warme ubertragt sich auf den wassererfullten Zwischenraum des Kalorimeters, und die Thermosaule zeigt am Galvanometer einen Temperaturanstieg an Nun wird im Zwillingssystem die Konstantanspule so lange elektrisch geheizt, bis die Temperaturdifferenz wieder ausgeglichen ist (Nullmethode) Die eingestrahlte Sonnenenergie kann dann der elektrisch zugefuhrten Energie gleichgesetzt werden Bei geeigneter Wahl des Galvanometers ist die Sonnenstrahlung

mit diesem Instrument ohne weiteres auf 1% zu ermitteln Die Genauigkeit ist demnach zumindest von gleicher Größenordnung, wie bei dem in dieser Ziffer genannten verbesserten Water-Flow-Pyrheliometer von ABBOT

Direkte Vergleichungen mit den Smithsonian-Instrumenten sind bisher noch nicht veröffentlicht, dagegen Simultanmessungen mit dem K ÅNGSTRÖMschen Standard-Pyrheliometer[1] (s Ziff 9) Im Mittel ergab sich das Verhältnis ÅNGSTRÖM/TINGWALDT zu 1,018 Da man andererseits die mit dem ÅNGSTRÖMschen Instrument gewonnenen Werte noch mit dem Faktor 1,035 zu multiplizieren hat, um das System der „Smithsonian Revised 1913 Absolute Scale" zu erhalten, so ergibt sich, daß die Smithsonian-Skala gegenüber der TINGWALDTschen um 1,8% zu hoch oder die TINGWALDTsche um 1,8% zu niedrig ist Zweifellos liegt der Fehler jedoch bei der Smithsonian-Skala Es wurde nämlich auch mit dem beschriebenen verbesserten Water-Flow-Pyrheliometer Nr 5 nach sorgfältigen Vergleichsmessungen von ABBOT[2] eine unabhängige neue Standardskala der Sonnenstrahlung aufgebaut, die sogar 2,5% unter der Smithsonian-Skala von 1913 gelegen ist Die Korrektion ist also im selben Sinne wie bei TINGWALDT

Berücksichtigt man die aus dem Water-Flow-Pyrheliometer Nr 5 folgende Korrektion der Smithsonian-Skala bei dem Mittelwert der Solarkonstante 1,940 gcal cm^{-2} min^{-1} (s Ziff 20), so wäre nunmehr der richtige Wert

$$1{,}892 \text{ gcal cm}^{-2}\text{ min}^{-1} = 1{,}320 \cdot 10^6 \text{ erg cm}^{-2}\text{ sec}^{-1}$$

Gewiß sind weitere Prüfungen der Absolutskala noch notwendig, immerhin erkennt man aber, daß die jüngsten Verbesserungen an der Apparatur der Standardinstrumente bisher als gesichert angesehene und grundlegende Werte der Sonnenstrahlung als zweifelhaft erscheinen lassen

40 Moderne Formen von Thermoelementen Unter den verschiedenen Typen moderner Thermoelemente haben in der letzten Zeit besonders die von J H MOLL[3] entwickelten Verbreitung gefunden Sie zeichnen sich durch nennenswerte Empfindlichkeit und rasche Einstellung aus und vor allem durch den Umstand, daß der Empfänger sehr kleine, die „kalte" Lotstelle jedoch maximale Wärmekapazität besitzt Ein solches Thermoelement ist in Abb 48 schematisch wiedergegeben Es besteht aus zwei kupfernen Trägern e und f, auf denen bei a und c schmale Metallbändchen aufgelötet sind, das eine aus Konstantan, das andere aus Manganin Ihre Dicke konnte durch ein besonderes Walzverfahren bis auf etwa $7 \cdot 10^{-3}$ mm herabgesetzt werden Von derselben Dicke ist auch die gemeinsame Lotstelle b Es kann sowohl die Lotstelle b als auch die ganze Länge des Bändchens der Strahlung ausgesetzt werden Infolge der geringen Kapazität des Empfängers und der guten Wärmeleitung zwischen den Verbindungen der ganzen Apparatur ist das Wärmegleichgewicht sehr schnell erzielt Diese Thermoelemente können zu Säulen vereinigt werden, die bei der großen Type für Strahlungsmessungen aus 80 Paaren bestehen Günstige Ergebnisse werden auch mit der MOLLschen Mikro-Thermosäule, die in Abb 49 wiedergegeben ist, erzielt Sie besitzt einen Widerstand von 30 Ohm und zählt 18 Elemente, die in einem Kreis von nur 6 mm Durchmesser angeordnet sind Um die Apparatur gegen Luftströmungen abzuschirmen, ist sie mit einem Flußspatfenster versehen Diese Type ist neuer-

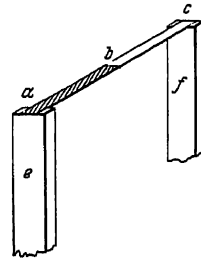



Abb 48 Konstruktionsbild des MOLLschen Thermoelementes e und f Kupferträger a und c „kalte" Lotstellen, b „warme" Lotstellen (im übrigen siehe Text)

[1] Ann d Phys 67, S 633 (1899) [2] Smithson Misc Coll 87, Nr 15 (1932)
[3] Proc Phys Soc London 35, S 5 (1923)

dings nach Angaben von Moll und Burger[1] auch als Vakuum-Thermoelement (s. Ziff. 30 u. 32) hergestellt worden (Abb. 50). Das Konstantan- und Manganinbändchen A bzw. C besitzt hier nur mehr eine Dicke von $1 \cdot 10^{-3}$ mm, dasselbe gilt auch für die Lotstelle B. Das Empfängerbändchen ist auf einer Seite geschwärzt und wird von zwei Metalldrähten getragen, die in einem stark evakuierten Glasröhrchen eingeschmolzen sind. Das Röhrchen ist außerdem in einer Metallröhre zwecks Wärmeschutz eingeschlossen. Die Strahlung fällt durch ein kleines Fensterchen aus UV-Glas oder Flußspat in der Metallröhre auf den Empfänger, ein zweites Fenster gestattet die bequeme Justierung des Apparates. Mollsche Thermoelemente sind, abgesehen von ihrem häufigen Einbau in thermoelektrische Photometer, in der Astrophysik noch verhältnismäßig wenig verwendet worden. Hervorgehoben seien aber die guten Erfahrungen, die mit ihnen bei Sonnenstrahlungsmessungen von C. Wirtz[2] in Gallivare und G. Armellini und G. Andrissi[3] auf der Kapitol-Sternwarte gewonnen wurden.

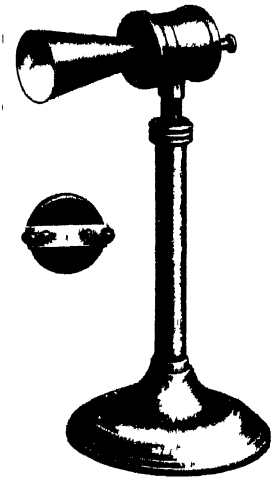



Abb. 49. Mikro-Thermosäule nach Moll (Kipp und Zonen, Delft).

Das Pyrowerk Dr. R. Hase[4], Hannover[5] 97, hat sehr leistungsfähige Thermoelemente erzeugt, die für technische Verwendungszwecke noch in sog. Strahlungsrohre eingebaut werden. Die Elemente zeichnen sich sowohl durch geringe thermische Trägheit als auch durch bemerkenswerte Empfindlichkeit aus, was durch geringe Empfängerdimensionen und geeignete Metallkombinationen erreicht wird. Die vier wesentlichen Elementtypen, in Abb. 51 wiedergegeben, sind durchweg in Glasballons von 0,25 mm Wandstärke eingeschlossen, die entweder evakuiert oder gasgefüllt geliefert werden. Die Durchlässigkeit dieser Glasballons beträgt 89% für Strahlung der Wellenlänge 1 μ, 75% für 4 μ und 10% für 6—9 μ. Das geschwärzte Metallscheibchen des Empfängers hat einen Durchmesser von 3 mm und eine Dicke von nur $1 \cdot 10^{-3}$ mm. Es bildet gemeinsam mit einem wenige Millimeter langen, horizontal angeordneten Metallstäbchen die „warme" Lotstelle. Die andere Lotstelle liegt bereits im Strahlungsschatten, jedoch in unmittelbarer Nähe der ersten. Bei der Type N befindet sich die „kalte" Lotstelle an der Verbindung des Stäbchens mit der Durchführungselektrode, bei Type NS hinter einem durchbohrten 8 mm-Hohlspiegel, der hier zur Vergrößerung der wirksamen Auffangfläche angebracht ist. Bei der Type R liegt sie außerhalb des Glasballons. Hier besteht das Thermoelement aus dem Empfängerscheibchen, einem Halterahmen und drei weiteren dünnen Drähten, die die Lage des Scheibchens fixieren. Die Type KS schließlich ähnelt dem auf dem Mt. Wilson verwendeten Empfänger (s. Ziff. 32). Sie ist wie Type R angeordnet, besitzt aber zwei gegeneinandergeschaltete Empfänger-

Abb. 50. Schematisches Bild des Vakuum-Thermoelementes nach Moll (Kipp und Zonen, Delft).

[1] Phil Mag (6) 1, S. 618 (1925); Z f Phys 32, S. 575 (1925).
[2] Publ Kiel 17, S. 9 (1930).
[3] Rom Campidoglio Contr 40 u. 41 (1933).
[4] Z f Phys 15, S. 52 (1932).
[5] Siehe H. Krefft und M. Pirani, Z f techn Phys 14, S. 393 (1933).

scheibchen, wodurch sekundäre Thermoeffekte kompensiert werden. Die Type R hat die relativ große Trägheit (12 Sekunden), gegenüber 4 bis 5 Sekunden bei den anderen Typen. Die Widerstandswerte betragen für die vier verschiedenen Typen der Reihe nach 10, 15, 6 und 30 Ω.

Wie schon 1914 W. W. COBLENTZ[1] feststellen konnte (Ziff. 30), ist die hohe Strahlungsempfindlichkeit eines Thermoelementes weniger von der hohen Thermokraft des verwendeten Materials, als von der geringen Wärmekapazität des Empfängers abhängig. Diese Erkenntnis hat dahin geführt, daß man in erster Linie bestrebt war, das Gewicht und die Dicke des Empfängers immer mehr herabzusetzen. Zufolge der ersten Veröffentlichung von E. PETTIT und S. B. NICHOLSON aus 1922 (s. Ziff. 32) soll bei den von ihnen verwendeten Elementen die Empfängerdicke von der Größenordnung $1 \cdot 10^{-3}$ mm gewesen sein. 6 Jahre später[2] berichteten dieselben Autoren, daß ihre neue Thermoelemente

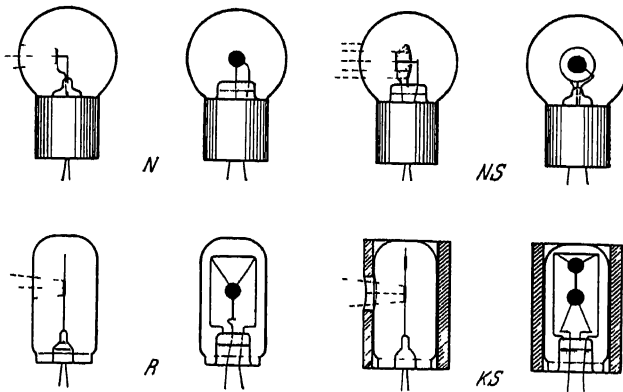



Abb. 51. Einige Typen der von R. HASE entwickelten Thermoelemente (Pyrowerke Hannover 97).

eine Empfängerdicke von $3 \cdot 10^{-2}$ mm besessen haben. Weshalb mit den Dimensionen wieder hinaufgegangen worden ist, womit auch eine Gewichtsvermehrung eines Empfängers von $3 \cdot 10^{-2}$ mg auf $1 \cdot 10^{-1}$ mg verbunden war, ist nicht verständlich. Jedenfalls ist es bei den in vorliegender Ziffer genannten modernen europäischen Typen gelungen, die Empfängerdicke auf $1 \cdot 10^{-3}$ mm herabzusetzen.

Durch die Arbeiten von C. MÜLLER[3] scheint es in jüngster Zeit sogar möglich geworden zu sein, in der Verfeinerung der Konstruktion noch wesentlich weiterzukommen und damit auch eine bemerkenswerte Empfindlichkeitssteigerung zu erzielen. Diese wird dadurch erreicht, daß durch ein neues Verfahren auf Löten und Auswalzen des Empfängermaterials verzichtet werden kann. Die Herstellung dieser Elemente — gewählt ist die Kombination von Konstantan mit Chromnickel — geht folgendermaßen vor sich: Ein elektrolytisch erzeugter Nickelstreifen kleinstmöglichen Durchmessers wird auf galvanischem Wege zur einen Hälfte mit Kupfer, zur anderen mit Chrom überzogen (s. Teil *a* von Abb. 52). Durch Ausglühen des ganzen Streifens bilden sich die Diffusionslegierungen Nickelkupfer (Konstantan) bzw. Chromnickel (Abb. 52b). Es zeigte sich, daß diese Diffusionslegierungen um so leichter durchführbar waren, je dünner die Schichten gewählt wurden. Ein weiterer Vorteil besteht darin, daß nach Angabe des Autors solche abschnittsweisen Legierungen am fertig montierten

[1] Bull. Bur. of Stand. 11, S. 131 (1914). [2] Ap. J. 68, S. 279 (1928).
[3] Naturwiss. 19, S. 416 (1931).

Feingebilde durchgefuhrt werden konnen Auf diese Weise ist es gelungen, Thermoelemente zu erzeugen, deren Streifendicke nur mehr 1 10^{-4} mm betrug Auch das Gewicht des Empfangers erscheint ganz wesentlich herabgesetzt Es betragt bei der empfindlichsten MULLERschen Type O_6 4 10^{-4} mg Nach Prufungen von H THEISSING erzielt man mit diesem Element und einer Hefnerlampe in 1 m Distanz, gemessen an einem ZERNIKE-Galvanometer Cz (5 s,3 Einstellzeit, 1 m Skalenabstand), pro mm² einen Ausschlag von 168 mm, das ist etwa

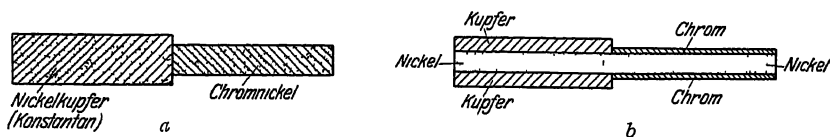



Abb 52 Neue Mikrothermoelemente nach C MULLER Links (*a*) Schematisches Bild des Thermoelementes vor dem Ausgluhen Rechts (*b*) Schematisches Bild des Elementes mit den Diffusionslegierungen nach dem Ausgluhen [Naturwiss 19 (1931)]

um eine Zehnerpotenz mehr als beim hochempfindlichen MOLLschen Thermoelement, naturlich unter identischen Versuchsbedingungen Die Ausschlage waren zweifellos noch großer gewesen, wenn, wie es bei den astrophysikalischen Anwendungen ja immer der Fall ist, die Strahlung nur auf die „warme" Lotstelle selbst vereinigt worden ware Soweit bekannt, sind die MULLERschen Thermoelemente in der Astrophysik, abgesehen von dem Einbau in ein Babelsberger Laboratoriums-Meßgerat, noch nicht verwendet worden, diesbezugliche Versuche durften aber sehr aussichtsvoll sein

41 Das Kampometer Ein außerordentlich empfindlicher Empfanger zur Messung der Warmestrahlung ist kurzlich von C G ABBOT[1] entwickelt worden, der entsprechend seiner Konstruktion und Wirkungsweise etwa zwischen dem Mikroradiometer (Ziff 27) und dem Bimetall-Aktinometer (Ziff 7) eingereiht werden konnte Es wird „Kampometer" (nach dem griechischen „Biegung") genannt und verspricht die besten Thermoelemente und Radiometer an Empfindlichkeit zu erreichen, wenn nicht zu ubertreffen Astrophysikalische Anwendungen liegen bisher noch nicht vor

Die Konstruktion der Meßanordnung sei im Zusammenhang mit Abb 53 dargelegt An einer Aufhangevorrichtung (in der Abbildung nicht gezeichnet) hangen aneinander zwei spiralig aufgerollte bimetallische Streifen *f* und *g* von entgegengesetztem Windungssinn Sie bestehen aus Messing und Invar, in einer verbesserten Konstruktion aus Molybdan und Kadmium, und besitzen eine Breite von 0,8 mm und eine Dicke von 8 10^{-3} mm, der Durchmesser der geschwarzten, aufgewundenen Spiralen betragt etwa 0,7 mm Das Verbindungsstuck *h* sowie die an die Spiralen oben und unten anschließenden Teile *d* und *e* sind feine Quarzdrahte Bei der mit *a* bezeichneten Stelle ist nun eine Gruppe von kleinen Magneten untereinander angeordnet Bei *b* befindet sich eine gleichdimensionierte zweite Gruppe von Magneten mit entgegengesetzter Polaritat, die zudem gegen die Vertikalebene der ersten Gruppe um einen kleinen Betrag parallel verschoben ist Von oben betrachtet erscheinen daher die beiden Gruppen von Magneten derart, wie es in der Skizze *c* der Abb 53 (Mitte unten) schematisch dargestellt ist Der ganze Meßkorper ist von einem (nicht gezeichneten) Glaszylinder umgeben, der bis auf 3 10^{-3} mm Druck evakuiert und seitlich gegenuber dem eigentlichen Empfanger *f* mit einem Fenster versehen ist, das eine besonders hohe Durchlassigkeit fur langwellige Strahlung besitzt

[1] Smithson Misc Coll 89, Nr 3 (1933)

Die außerhalb des Glaszylinders angeordneten Paare von Elektromagneten A, B und C, D, die gegeneinander verschwenkbar sind, haben nur die Aufgabe, den Empfänger im magnetischen Gleichgewicht zu erhalten. Fällt nun die zu messende Strahlung durch das Fenster auf die Spirale F, so wird die Astasie gestört, die beiden ursprünglich parallelen Magnetgruppen a und b verdrehen sich gegeneinander, bis schließlich eine stabile Lage wieder erreicht ist, etwa so, wie es in der Skizze j der Abb. 53 angedeutet ist. Der am Aufhängefaden angebrachte Spiegel i wirkt als Indikator der eingetretenen Drehung, die wie üblich an einer Meßskala abgelesen werden kann. Das Gewicht der gesamten Anordnung, das sind Aufhängefaden, Spiegelchen und Empfängerspiralen, konnte auf etwa 4 mg herabgesetzt werden. Die Empfindlichkeit scheint in dem untersuchten Bereiche dem Quadrat der Schwingungsdauer streng proportional zu sein. Nach mehrfachen Vorversuchen gelang es, mit einer Meterkerze bei einer Einzelschwingungsdauer von nur $^5/_8$ s einen Ausschlag von 116 mm auf einer Skala in 1,2 m Entfernung zu erzielen. ABBOT hofft mit Hilfe verschiedener Verbesserungen der Apparatur die an sich schon ungemein große Empfindlichkeit noch bedeutend erhöhen zu können.

Abb. 53. Das Kampometer von C. G. ABBOT. Schematische Skizze eines neuen Gerätes von hoher Empfindlichkeit zur Messung der Gesamtstrahlung. [Smithson. Misc. Coll. 89 (1933).]

Abgesehen von der ungewöhnlichen Empfindlichkeit ist das Kampometer der Thermosäule und dem Radiometer offenbar dadurch überlegen, daß ein Wärmeverlust durch metallische Leitung entfällt und ein solcher durch Konvektion nur sehr gering sein kann. Es ist wohl anzunehmen, daß das Kampometer der astrophysikalischen Strahlungsmessung in Zukunft neue Impulse verleihen wird.

Kapitel 6

Reduktion photographischer Himmelsaufnahmen.

Von

ARTHUR KÖNIG-Jena

Mit 7 Abbildungen

a) Einleitung

1 Vorbemerkungen Die bisher erschienenen Darstellungen der zur Ableitung von Sternortern aus photographischen Himmelsaufnahmen entwickelten Verfahren[1-5] sind gegenwartig insofern veraltet, als sie ausschließlich auf die hochstens $2° \times 2°$ umfassenden Plattenfelder der zweilinsigen Objektive (vgl Ziff 3) zugeschnitten sein konnten Aufgabe der vorliegenden Bearbeitung war es daher, auf die modernen Objektive, welche Plattenfelder von 10° Durchmesser und mehr liefern, Rucksicht zu nehmen

Die Formelentwicklungen dieses Kapitels beschranken sich nicht auf die Ableitung der Grundgleichungen, sondern sind bis zu den numerisch anzuwendenden Gleichungsformen durchgefuhrt, so daß der gesamte fur die Reduktion praktisch benutzte Formelapparat zur Verfugung steht Demgegenuber konnten die Fragen, welche sich an die Instrumente, die Technik der Aufnahme und ihrer Ausmessung knupfen, nur kurz behandelt werden Vollig ausscheiden mußten Parallaxen- und Eigenbewegungsbestimmungen, Doppelsternmessungen sowie die Verfahren zur genaherten Ermittelung einzelner Örter (z B kleiner Planeten) durch Interpolation zwischen bekannten Nachbarsternen

In manchen Fallen erfordert die Natur des Gegenstandes auch die Erorterung rechentechnischer Fragen Bei allen in diesem Zusammenhang gegebenen Formeln und Hilfstafeln ist angenommen, daß die Rechnung mit Maschine, Rechenschieber oder Multiplikationstafeln, nicht logarithmisch, gefuhrt wird Eine Ausnahme bildet nur Anhang II, wo Tafeln fur beide Rechenarten mitgeteilt sind

2 Zusammenstellung der wichtigsten Bezeichnungen

x, y = gemessene Koordinaten (In Ziff 8 u 9 dienen x, y, z als Bezeichnung raumlicher rechtwinkliger Koordinaten)

$\Delta x, \Delta y$ = Verbesserungen von x, y wegen verschiedener Einflusse (Skalenwert, Refraktion u dgl)

---

[1] SCHEINER, Die Photographie der Gestirne Leipzig 1897

[2] BERGSTRAND Undersokningar ofver stellarfotografiens anvandning vid bestamningen af fixstjarnornas arliga parallaxer Upsala 1899

[3] RAYET Ann Obs Bordeaux 9 (1900)

[4] TRÉPIED, Cat phot du ciel Obs Alger, Introduction Paris 1903

[5] ZURHELLEN, Darlegung und Kritik der zur Reduktion photographischer Himmelsaufnahmen aufgestellten Formeln und Methoden Inaug -Diss Bonn 1904

ξ, η = verbesserte gemessene Koordinaten. (In Ziff. 8 dienen ξ, η, ζ als Bezeichnung räumlicher rechtwinkliger Koordinaten.)
X, Y = Tangentialkoordinaten (Ziff. 7).
A, B, C = Plattenkonstanten (Ziff. 12, 20).
p, q = Koeffizienten der Plattenneigung (Ziff. 13).
β = Koeffizient der photographischen Refraktion, bezogen auf wahre Zenitdistanz (Ziff. 14).
β' = Koeffizient von $tg^3 \zeta$ in der Entwicklung der photographischen Refraktion nach Potenzen von $tg\,\zeta$ (Ziff. 14).
ζ = wahre Zenitdistanz des Tangentialpunkts (Ziff. 14).
χ = parallaktischer Winkel am wahren Tangentialpunkt (Ziff. 14).
t = Stundenwinkel des wahren Tangentialpunkts (Ziff. 16).
k_1, k_2, k_3, k_4 = Hilfsgrößen zur Berechnung der Refraktion (Ziff. 16).
N, n = BESSELsche Hilfsgrößen zur Berechnung von $\zeta, \chi, k_1 \ldots k_4$ (Ziff. 16).
$\mathfrak{B} = \beta \sin 1''$ (Ziff. 16 und Anhang II).
$\mathfrak{b} = \beta \sin^2 1''$ (Ziff. 16 und Anhang II).
$\mathfrak{B}' = \beta' \sin 1''$ (Anhang II).
$\mathfrak{k}$ = Aberrationskonstante (Ziff. 17).
Q, R, S = Hilfsgrößen zur Berechnung der Aberration (Ziff. 17).
α, δ = AR. und Dekl. eines Sterns.
$\mathfrak{A}, \mathfrak{D}$ = AR. und Dekl. des Tangentialpunkts (Ziff. 8).
P = Positionswinkel (Ziff. 8).
$\mathfrak{q}, v$ = Hilfsgrößen zur Transformation von X, Y in α, δ und umgekehrt (Ziff. 10).

b) Aufnahme und Ausmessung.

3. Objektive. Der Aufbau und die optischen Leistungen der astrophotographischen Objektive sind an anderer Stelle dieses Bandes[1] bereits ausführlich behandelt worden, so daß hier wenige Bemerkungen genügen. Es werden an ein Objektiv, das zur photographischen Bestimmung von Sternörtern dienen soll, andersartige, in mancher Hinsicht strengere Anforderungen in bezug auf Korrektur der Abbildungsfehler gestellt als bei anderen Verwendungszwecken. In erster Linie ist eine gute und vor allem gleichförmige Bilddefinition innerhalb eines bestimmten Bereiches zu verlangen. Starke Unterschiede im Aussehen der Sternscheibchen zwischen Mitte und Rand der Platte bedingen stets systematische Fehler in den Sternörtern. Von allen Abbildungsfehlern sind daher Koma und Astigmatismus am schädlichsten. Weniger unangenehm, als man auf den ersten Blick vielleicht vermuten möchte, ist die Verzeichnung, da man sie empirisch bestimmen und berücksichtigen kann.

Gegenwärtig kommen für photographische Ortsbestimmungen die nachstehend aufgeführten und in bezug auf ihre optischen Leistungen kurz charakterisierten Objektivtypen in Betracht.

1. Zweilinsige Objektive von langer Brennweite und kleinem Öffnungsverhältnis (höchstens 1 : 10). Behoben sind chromatische und sphärische Aberration und Koma. Die Verzeichnung ist sehr klein ($< 0'',08$ in $2°$ Abstand von der Achse). Nicht korrigiert sind Bildwölbung und Astigmatismus. Das brauchbare Bildfeld beträgt daher höchstens $2° \times 2°$.

2. Dreilinsige Objektive vom COOK-Typus. Sie besitzen größeres anastigmatisch geebnetes Bildfeld (ca. $6° \times 6°$) und größeres Öffnungsverhältnis (bis 1 : 4). Die Verzeichnung läßt sich nicht korrigieren und beträgt ca. $5''$ in $3°$ Abstand

[1] Vgl. Kap. 2, ALBERT KÖNIG, Das Fernrohr, Ziff. 40.

von der Achse Das praktisch verzeichnungsfreie Feld ist betrachtlich kleiner als der Bereich guter Bilddefinition

3 Vierlinsige Objektive vom Ross-Typus Das Bildfeld hat annahernd gleiche Ausdehnung wie bei 2 , das Öffnungsverhaltnis ist kleiner (ca 1 8) Die Verzeichnung laßt sich gut korrigieren, sie ist von derselben Großenordnung wie bei 1 , d h ca 0″,3 in 3° Achsenabstand

4 Vierlinsige Objektive von ZEISS (ZEISS-Astro-Vierlinser) Bildfeld (ca 6° × 6°) und Verzeichnung (ca 0″,3 in 3° Achsenabstand) sind wie bei 3 Das Öffnungsverhaltnis laßt sich bis 1 3 (in großeren Brennweiten bis 1 5) steigern Ein besonderer Vorteil der Objektive ist, daß sie sich aus sehr gut durchlassigen Glasarten herstellen lassen

Die Objektive vom Ross-Typus haben fur die Neubeobachtung der A G - Kataloge Verwendung gefunden und sich nach den Voruntersuchungen gut bewahrt Mit den ZEISSischen Vierlinsern sind photographische Ortsbestimmungen bisher nicht durchgefuhrt worden, doch mußte sich dieser Typus nach seinen optischen Eigenschaften gut dazu eignen

Alle vorstehend aufgefuhrten Objektive lassen sich sowohl fur den auf gewohnliche (nicht sensibilisierte) Platten wirksamen Wellenlangenbereich, wie auch fur andere, z B den vom Auge wahrgenommenen, korrigieren Da wir heutzutage uber Platten verfugen, welche bis ins Ultrarote empfindlich sind, so kann man theoretisch unter Anwendung bestimmter Plattensorten in Verbindung mit dazu passenden Filtern in Wellenlangenbezirken arbeiten, die sich bis zu einem gewissen Grade willkurlich festlegen lassen Fur Ortsbestimmungszwecke ist jedoch in dieser Beziehung Vorsicht geboten, weil viele Sorten von Filterglasern nicht den hohen Anspruchen an optischer Homogenitat entsprechen, welche hier zu stellen sind Es ist ferner zu beachten, daß die Refraktion von der Wellenlange abhangt

Bei hinreichend engen Plattenfeldern sind naturlich auch andere abbildende Systeme (z B Spiegel) zu Ortsbestimmungszwecken verwendbar

4 Fokusbestimmung Von den mannigfachen Vorbereitungen zur eigentlichen Aufnahme, die sich auf die Justierung des Instruments u dgl beziehen, soll hier als fur den vorliegenden Zweck besonders wichtig nur die Bestimmung der gunstigsten Fokalstellung erwahnt werden Eine genaherte Bestimmung erhalt man durch Einstellung eines hellen Sterns auf einer Mattscheibe mit der Lupe Bei „photographisch" korrigierten Objektiven empfiehlt es sich, durch ein Blaufilter das storende langwellige Licht abzuhalten Zur genauen Fokusbestimmung macht man auf einer Platte eine Serie von Aufnahmen desselben Objekts mit gleicher Belichtungszeit dicht nebeneinander, von Aufnahme zu Aufnahme die Fokalstellung in gleichen Schritten andernd Auf der entwickelten Platte ist dann die gunstigste Stellung, evtl mit leichter Interpolation, aufzusuchen Um hierbei mit Sicherheit die einzelnen Bilder den verschiedenen Fokalstellungen zuordnen zu konnen, wahlt man die Distanzen auf der Platte von Bild zu Bild gleich, mit Ausnahme der ersten (oder letzten) Distanz, die etwa doppelt so groß zu nehmen ist Alles Weitere ergibt sich dann durch Abzahlen Zu Fokusbestimmungen sind nur einwandfrei klare Nachte geeignet Wechselnde Durchsichtigkeit der Luft wirkt ebenso wie verschiedene Belichtungszeit der einzelnen Aufnahmen und wurde falsche Resultate zur Folge haben Die gunstigste Fokalstellung ist nicht konstant, sondern hangt von folgenden Einflussen ab

1 von der Temperatur,
2 vom Abstand des Sterns von der Achse,
3 von der Helligkeit der Bilder

Der Temperatureinfluß ist ein doppelter Es andern sich mit der Temperatur sowohl die Lange des Kamerarohres als auch die Objektivbrennweite Die beiden

Wirkungen kompensieren sich zum Teil, man kann sogar durch geeignete Wahl der Glassorten, der Radien und des Materials für das Kamerarohr die Temperaturabhängigkeit in gewissen Fällen aufheben, wenigstens sehr klein halten. Ob und in welchem Grade eine solche Kompensation sich auch für größere astrophotographische Instrumente durchführen läßt, ist bisher, soweit dem Verfasser bekannt ist, noch nicht untersucht worden. Jedenfalls muß mit einer Abhängigkeit des Fokus von der Temperatur gerechnet und aus einer Reihe von Bestimmungen eine Einstelltafel abgeleitet werden, die zu jeder Temperatur den besten Fokus gibt.

Der Einfluß 2. ist, weil durch die Bildwölbung bedingt, bei den zweilinsigen Objektiven am stärksten. Daß die günstigste Fokalstellung für helle und schwache Sterne differiert, ist eine Folge der nie ganz korrigierbaren Reste der sphärischen Aberration. Beide Einflüsse lassen sich naturgemäß auf keine Weise beseitigen, man muß also, zwischen den verschiedenen Forderungen vermittelnd, ein Optimum zu erreichen suchen.

Obwohl an sich Doppelsterne passender Distanz die geeignetsten Objekte zur Beurteilung der besten Fokalstellung sind, wird im Hinblick auf die letztgenannten beiden Einflüsse eine möglichst sternreiche Himmelsgegend vorzuziehen sein. Man erhält aus einer solchen Aufnahme zugleich eine zahlenmäßige Bestimmung der Bildwölbung und der Neigung der Platte gegen die optische Achse.

5. Aufnahme, Behandlung der Platte. Bei Platten, aus denen scharfe Sternörter abgeleitet werden sollen, ist genaues Pointieren während der Belichtung von ganz besonderer Wichtigkeit. Jeder Führungsfehler birgt die Gefahr einer Helligkeitsgleichung in sich. Abgesehen von Ungleichförmigkeiten im Gang des Stundenantriebes und Luftunruhe sind besonders zwei Störungsquellen beim Pointieren zu nennen: Differentielle Biegung zwischen Kamera und Leitrohr und Aufstellungsfehler des Instruments. Wenn die Biegung dem bekannten Sinusgesetz gehorcht, äußert sie sich hauptsächlich in A. R., eine einfache Methode zur empirischen Bestimmung und Berücksichtigung hat KUSTNER[1] angegeben. Die differentielle Biegung braucht aber durchaus nicht immer das Sinusgesetz zu befolgen, mit Abweichungen muß vornehmlich dann gerechnet werden, wenn sich Kamera und Leitrohr in Bauart, Gewicht und Brennweite stark unterscheiden. Unter solchen Umständen ist die Bestimmung der Biegung natürlich schwieriger, kann aber prinzipiell nach derselben Methode erfolgen.

Die Aufstellungsfehler des Instruments äußern sich in einer scheinbaren Drehung des ganzen Bildfeldes um den festgehaltenen Leitstern, sind also um so störender, je größer die Belichtungszeit ist. Die größte Mehrzahl der Aufnahmen zu Ortsbestimmungszwecken dürfte wohl in der Nähe des Meridians und in mäßigen Deklinationen gemacht werden. In diesem Fall hat ein falsches Azimut den stärksten Einfluß, während ein Fehler in Polhöhe weniger stört. Bei Aufnahmen in der Nähe des Pols ist selbstverständlich eine sehr genaue Berichtigung der Aufstellungsfehler erforderlich[2].

Vorstehende Bemerkungen beziehen sich auf den Fall, daß ein Leitrohr benutzt wird. Wenn man aber an einem seitlichen Okular der Kamera selbst pointiert, so scheidet die differentielle Biegung naturgemäß aus. Auch der Einfluß der Aufstellungsfehler kann unschädlich gemacht werden, indem in zwei zu beiden Seiten der Kassette angebrachten Okularen je ein Leitstern gehalten wird, wozu der Kassettenträger mit Positionsdrehung versehen sein muß. Stehen diese Einrichtungen aber nicht zur Verfügung, so wirken die Aufstellungsfehler um so stärker, da das Zentrum der scheinbaren Drehung in P. W. seitlich liegt.

---

[1] Bonner Veröff. Nr. 14 (1920), Einleitung, S. 1.
[2] Bonner Veröff. Nr. 14 (1920), Einleitung, S. 9.

Zum Halten des Sterns kann entweder das ganze Instrument oder die Kassette allein mittels einer Doppelschlitteneinrichtung verstellt werden Bei Aufnahmen in der Nahe des Pols ist ein eigentliches Pointieren nur durch Kassettenverschiebung moglich, da die Feinbewegung in Stundenwinkel dort nicht mehr wirkt

Eine Besprechung der zahlreichen fur die Entwicklung, Fixage usw angegebenen Vorschriften muß der Spezialliteratur vorbehalten bleiben Hier zu erwahnen ist, weil fur den vorliegenden Sonderzweck wichtig, die Schichtverziehung Es kann noch nicht als einwandfrei geklart gelten, ob und in welchem Maße man einer Schichtverzerrung durch geeignete Behandlung der Platte vorzubeugen vermag Daß selbstverstandlich Alles, was moglicherweise schadlich wirken konnte (z B schroffe Temperaturwechsel, stark gerbende Bader) zu vermeiden ist und daß trotzdem die Plattenrander besonders gefahrdet bleiben, durfte allgemein bekannt sein Fur die Ableitung genauer Sternorter ist ferner mit Rucksicht auf Helligkeitsgleichung eine recht flache Gradation erwunscht In diesem Sinne laßt sich zwar jede Platte beeinflussen, doch widerspricht eine derartige Behandlung bis zu einem gewissen Grade dem ebenfalls oft auftretenden Wunsch, auch die schwachsten, noch entwickelbaren Sternspuren herauszuholen Was endlich die willkurliche Beeinflussung der Korngroße anlangt, welche fur die Genauigkeit der Ausmessung von Bedeutung ist, so herrscht hier ebensowenig wie bei der Schichtverzerrung Klarheit Mindestens ist noch nicht als sicher erwiesen zu betrachten, ob wirklich die sog „Feinkornentwickler" bei gleicher Belichtungszeit und gleichem durchschnittlichen Schwarzungsgrad ein wesentlich feineres Korn liefern

6 Ausmessung Durch die Ausmessung werden die Koordinaten der Sterne auf der Platte in einem System bekannt, welches durch die Meßapparatur und ihre Anordnung definiert ist Es kann in rechtwinkligen Koordinaten oder auch in anderen, z B Polarkoordinaten, gemessen werden Wenn man von Spezialzwecken absieht, so ist gegenwartig die Messung rechtwinkliger Koordinaten wohl das ausschließlich angewandte Verfahren, weil es eine bequeme Reduktion mit hoher Genauigkeit, insbesondere weitgehender Freiheit von systematischen Fehlern verbindet In der folgenden Zusammenstellung der verschiedenen Meßprinzipien stehen daher die auf rechtwinklige Koordinaten sich beziehenden an erster Stelle

A Messung mit Gitter Bei dieser bereits aus der Fruhzeit der Astrophotographie datierenden Meßmethode wird auf die Platte ein sog Gitter aufkopiert, welches nach der bekannten Herstellerfirma oft als GAUTIER-Gitter bezeichnet wird Die Platte erscheint nach der Entwicklung mit einem Quadratnetz bedeckt, durch welches das System der gemessenen Koordinaten definiert ist Dem Meßapparat fallt lediglich die Aufgabe zu, die einzelnen Sterne an die benachbarten Gitterlinien anzuschließen Da die Seitenlange der Quadrate gering ist (meist 5 mm), so handelt es sich nur um Messung kurzer Strecken Die hierdurch bedingte einfache Konstruktion des Meßapparates ermoglicht es, ihn so einzurichten, daß die beiden Koordinaten eines Sterns gleichzeitig gemessen werden konnen Diesem besonders fur Massenarbeiten hoch anzuschlagenden Vorteil steht der Nachteil gegenuber, daß sich alle Gitterfehler naturgemaß in vollem Umfange auf die gemessenen Koordinaten ubertragen mussen Eine auf samtliche Gitterpunkte sich erstreckende Fehlerbestimmung erfordert aber einen enormen Arbeitsaufwand, der sich nur in den seltensten Fallen lohnen durfte Aus diesem Grunde wird in neuerer Zeit der unter B besprochenen Methode fur hochste Genauigkeitsanspruche der Vorzug gegeben Die Behauptung, daß bei der Messung mit Gitter die Schichtverziehungen eliminiert wurden, ist vielfach angezweifelt worden Jedenfalls konnen nur solche Verzerrungen eliminiert

werden, die sich uber großere Teile der Platte erstrecken Gegenuber lokalen ist das Gitterverfahren ebenso machtlos wie jedes andere

B Messung rechtwinkliger Koordinaten ohne Gitter Hierfur werden Apparate benutzt, deren Meßorgane (Skalen oder Schrauben) den ganzen Bereich der Platte umfassen und direkt rechtwinklige Koordinaten angeben Das System der gemessenen Koordinaten ist also durch die Meßorgane und die Lage der Platte im Apparat definiert Skalen werden fur genaueste Messungen deswegen bevorzugt, weil die durch Schmiermittel bedingte Unsicherheit der Schraube entfallt und die Skalen keiner Abnutzung unterliegen Anderseits ist bei Schrauben die Meßgeschwindigkeit im allgemeinen großer Bei den bisher bekannten Apparaten fur Messung rechtwinkliger Koordinaten ohne Gitter konnte jeweils nur eine Koordinate genau gemessen werden, die andere genahert zur Identifikation, zur Messung in der anderen Koordinatenrichtung mußte die Platte um 90° gedreht werden Neuerdings baut jedoch die Fa CARL ZEISS einen Apparat, welcher an zwei Skalen beide Koordinaten gleichzeitig angibt[1]

C Messung in anderen Koordinatensystemen Soweit die obengenannten Meßapparate mit Positionskreis versehen sind, konnen sie selbstverstandlich auch zur Messung von Polarkoordinaten (Positionswinkel und Distanz) dienen

Einen auf einem ganz anderen Prinzip beruhenden Apparat hat KAPTEYN[2, 3] angegeben Er besteht aus einem kleinen Aquatoreal, welches derart gebaut ist, daß sich Stunden-, Deklinations- und optische Achse des Fernrohrs in einem Punkt schneiden Die Platte wird nun so aufgestellt, daß sich dieser Punkt senkrecht uber dem Tangentialpunkt (vgl hieruber Abschnitt c) befindet, und zwar in einer Entfernung gleich der Brennweite des zur Aufnahme verwandten Objektivs Dann konnen bei passender Orientierung der Platte mit den Kreisen des Aquatoreals direkt (scheinbare) Rektaszensions- und Deklinationsdifferenzen gemessen werden In der Praxis bereitet die Justierung des Apparates manche Schwierigkeiten und gelingt naturgemaß nur genahert Zur Berucksichtigung der Abweichungen sind aber ziemlich komplizierte Formeln erforderlich, so daß das KAPTEYNsche Verfahren sich trotz seiner theoretischen Eleganz nicht eingeburgert hat

Dasselbe Ziel, das KAPTEYN bei idealer Justierung in aller Strenge erreichen wurde, erzielt SCHLESINGER[4] naherungsweise mit einem Apparat folgender Konstruktion Das Instrument mißt in einem ebenen Polarkoordinatensystem, dessen Pol an die Stelle gebracht wird, wo auf der hinreichend erweiterten Platte der Himmelspol liegen wurde Dann sind die gemessenen Winkel in guter Naherung den Rektaszensionsdifferenzen, die gemessenen Distanzen den Deklinationsdifferenzen proportional In niedrigen Deklinationen ist der Apparat unbrauchbar, da er in diesem Fall riesige Dimensionen erhalten mußte Genauere Messungen sind mit dem Apparat, soweit dem Verfasser bekannt ist, nicht gemacht worden, doch hat SCHLESINGER das Prinzip bei seinen photographischen Neubeobachtungen der A G -Kataloge mit Erfolg zur raschen Identifizierung der Sterne benutzt

c) Tangentiale Koordinaten und ihre Transformation.

7 Definition der Tangentialkoordinaten Die von einem fehlerfreien Objektiv auf der photographischen Platte erzeugte Abbildung eines Teils der Himmelskugel ist eine Zentralprojektion vom Kugelmittelpunkt auf eine Tangentialebene Es liegt daher nahe, in der Astrophotographie außer den allgemein

[1] A N 246, S 237 (1932) [2] Bull Carte du ciel 1, S 94, 377, 401
[3] SCHEINER, Die Photographie der Gestirne, S 135 (1897) [4] M N 86, S 372 (1926)

üblichen sphärischen Koordinaten auch rechtwinklige Koordinaten der Sterne in einer Tangentialebene einzuführen. Soweit nicht ausdrücklich anderes bemerkt ist, soll ein derartiges Tangentialkoordinatensystem durch folgende Festsetzungen definiert sein:

1. Das System sei ein rechtwinkliges kartesisches Koordinatensystem, welches in einer die Kugel berührenden Ebene liegt und den Tangentialpunkt zum Ursprung hat.

2. Die Maßeinheit sei der Radius der Kugel. (In praxi gegeben durch die Brennweite des abbildenden Objektivs.)

3. Die Y-Achse berühre den durch den Tangentialpunkt gehenden Deklinationskreis. Ihre positive Hälfte weise in diejenige Richtung, in welcher der Abstand des Tangentialpunkts vom Nordpol des Himmels $< 180°$ ist.

4. Die positive Hälfte der X-Achse weise in die Richtung wachsender Rektaszension.

5. Als Tangentialkoordinaten X, Y eines Kugelpunktes P gelten die nach 1. bis 4. gerechneten Koordinaten des durch Zentralprojektion von Kugelmittelpunkt auf die Tangentialebene entstandenen Bildpunktes P' von P (vgl. Abb. 1).

Abb. 1. Zur Definition der Tangentialkoordinaten. P' ist der durch Zentralprojektion von O aus entstandene Bildpunkt von P. Zuordnung von räumlichem Koordinatensystem $Oxyz$ und tangentialem Koordinatensystem TXY.

$$X = TA' = \operatorname{tg} AOC = \frac{x}{z},$$

$$Y = TB' = \operatorname{tg} BOC = \frac{y}{z}.$$

In sämtlichen Formeln dieses Kapitels gilt ebenso wie für Tangentialkoordinaten auch für alle Winkelgrößen der Radius als Einheit, wenn nicht eine andere Einheit ausdrücklich angegeben ist. Zur rechnerischen Anwendung wird die Bogensekunde oder eine andere Winkeleinheit meist vorzuziehen sein; es müssen also die betreffenden Faktoren ($\sin 1''$, $\sin^2 1''$ usw.) jeweils hinzugefügt werden.

8. Beziehung zwischen zwei Tangentialkoordinatensystemen. Die zwischen zwei tangentialen Koordinatensystemen bestehenden Transformationsformeln sollen zunächst in ihrer allgemeinsten Form, ohne Rücksicht auf die in der vorigen Ziffer unter 3. und 4. festgelegte spezielle Orientierung gegenüber dem Himmelspol abgeleitet werden.

Es sei in Abb. 1 TXY ein tangentiales Koordinatensystem. Diesem ordnen wir zu ein rechtwinkliges räumliches Koordinatensystem $Oxyz$, dessen Ursprung der Kugelmittelpunkt ist, dessen positive z-Achse durch T geht und dessen x- und y-Achsen den entsprechenden Achsen des tangentialen Systems parallel und gleichgerichtet sind. Werden jetzt die Tangentialkoordinaten eines Punktes P der Kugelfläche mit X, Y, seine räumlichen Koordinaten mit x, y, z bezeichnet, so ergibt sich aus der Figur, da der Radius der Kugel die Einheit ist,

$$X = \frac{x}{z}, \qquad Y = \frac{y}{z}. \tag{1}$$

Hieraus folgt unter Beachtung der Kugelgleichung ($x^2 + y^2 + z^2 = 1$) durch Quadrieren und Addieren

$$1 + X^2 + Y^2 = \frac{1}{z^2} \qquad \text{oder} \qquad \frac{1}{z} = \sqrt{1 + X^2 + Y^2}.$$

Diesen Wert setzen wir in (1) ein und erhalten

$$x = \frac{X}{\sqrt{1 + X^2 + Y^2}}, \quad y = \frac{Y}{\sqrt{1 + X^2 + Y^2}}, \quad z = \frac{1}{\sqrt{1 + X^2 + Y^2}} \tag{2}$$

Es sei jetzt ein zweites tangentiales Koordinatensystem X', Y' mit zugeordnetem räumlichen Koordinatensystem x', y', z' gegeben Dann gelten für diese Systeme analog

$$x' = \frac{X'}{\sqrt{1 + X'^2 + Y'^2}}, \quad y' = \frac{Y'}{\sqrt{1 + X'^2 + Y'^2}}, \quad z' = \frac{1}{\sqrt{1 + X'^2 + Y'^2}} \tag{2'}$$

Die Lage der beiden Systeme x, y, z und x', y', z' sei nun definiert durch folgendes Schema der Richtungskosinus

	x	y	z
x'	α_1	α_2	α_3
y'	β_1	β_2	β_3
z'	γ_1	γ_2	γ_3

Dann bestehen die Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} x' &= \alpha_1 x + \alpha_2 y + \alpha_3 z, \\ y' &= \beta_1 x + \beta_2 y + \beta_3 z, \\ z' &= \gamma_1 x + \gamma_2 y + \gamma_3 z \end{aligned}\right\} \quad (3) \qquad \left.\begin{aligned} x &= \alpha_1 x' + \beta_1 y' + \gamma_1 z', \\ y &= \alpha_2 x' + \beta_2 y' + \gamma_2 z', \\ z &= \alpha_3 x' + \beta_3 y' + \gamma_3 z' \end{aligned}\right\} \quad (3')$$

Die gesuchten Beziehungen zwischen X, Y und X', Y' entstehen sofort, wenn (2) und (2') in (3) und (3') eingesetzt und jeweils die ersten beiden so erhaltenen Gleichungen durch die letzte dividiert werden Es ergibt sich

$$X' = \frac{\alpha_1 X + \alpha_2 Y + \alpha_3}{\gamma_1 X + \gamma_2 Y + \gamma_3}, \qquad Y' = \frac{\beta_1 X + \beta_2 Y + \beta_3}{\gamma_1 X + \gamma_2 Y + \gamma_3} \tag{4}$$

$$X = \frac{\alpha_1 X' + \beta_1 Y' + \gamma_1}{\alpha_3 X' + \beta_3 Y' + \gamma_3}, \qquad Y = \frac{\alpha_2 X' + \beta_2 Y' + \gamma_2}{\alpha_3 X' + \beta_3 Y' + \gamma_3} \tag{4'}$$

Wir betrachten nun den spezielleren Fall, daß die beiden tangentialen Systeme gemäß den obigen Definitionen zum Himmelspol orientiert seien und daß ihre relative Lage festgelegt sei durch die Deklinationen $\mathfrak{D}$ und $\mathfrak{D}'$ der Tangentialpunkte sowie deren Rektaszensionsdifferenz $\Delta\mathfrak{A}$ Die in (4) und (4') auftretenden Richtungskosinus müssen in diesem Fall durch $\mathfrak{D}$, $\mathfrak{D}'$ und $\Delta\mathfrak{A}$ ausgedrückt werden Die gesuchte Darstellung ergibt sich aus Abb 2, in welcher P der Himmelspol, T und T' die beiden Tangentialpunkte seien Das dem tangentialen System T zugeordnete räumliche Koordinatensystem $Oxyz$ wird in das zu T' gehörige System $Ox'y'z'$ in folgender Weise überführt Wir drehen $Oxyz$ um die x-Achse um den Winkel $\mathfrak{D}$,

Abb 2 Zur Darstellung der Richtungskosinus zwischen den Systemen $Oxyz$ und $Ox'y'z'$ durch $\mathfrak{D}$, $\mathfrak{D}'$, $\Delta\mathfrak{A}$ $NT = \mathfrak{D}$, $N'T' = \mathfrak{D}'$, $\measuredangle NON' = \Delta\mathfrak{A}$

so daß es die Lage $O\xi\eta\zeta$ einnimmt Ox und $O\xi$ fallen also zusammen $O\xi\eta\zeta$ drehen wir um die η-Achse um den Winkel $\Delta\mathfrak{A}$ bis zur Lage $O\xi'\eta'\zeta'$, wieder

fallen zwei Achsen ($O\eta$ und $O\eta'$) zusammen. Endlich geht dieses System in $Ox'y'z'$ über durch Drehung um die Achse $O\xi' = Ox'$ um den Winkel $\mathfrak{D}'$. Die Richtungskosinus der verschiedenen Achsen gegeneinander lassen sich an Hand der Abb. 2 leicht in folgende Schemata einordnen:

I

	x	y	z
ξ	1	0	0
η	0	$\cos\mathfrak{D}$	$\sin\mathfrak{D}$
ζ	0	$-\sin\mathfrak{D}$	$\cos\mathfrak{D}$

II

	ξ	η	ζ
ξ'	$\cos\Delta\mathfrak{A}$	0	$-\sin\Delta\mathfrak{A}$
η'	0	1	0
ζ'	$\sin\Delta\mathfrak{A}$	0	$\cos\Delta\mathfrak{A}$

III

	ξ'	η'	ζ'
x'	1	0	0
y'	0	$\cos\mathfrak{D}'$	$-\sin\mathfrak{D}'$
z'	0	$\sin\mathfrak{D}'$	$\cos\mathfrak{D}'$

Aus I und II ergeben sich die Richtungskosinus zwischen $Oxyz$ und $O\xi'\eta'\zeta'$ auf Grund des Satzes, daß der Winkel φ zwischen zwei Geraden im Raume, deren Richtungskosinus, bezogen auf ein beliebiges rechtwinkliges Koordinatensystem, $\alpha\beta\gamma$ und $\alpha'\beta'\gamma'$ sind, gegeben ist durch die Gleichung

$$\cos\varphi = \alpha\alpha' + \beta\beta' + \gamma\gamma'.$$

	x	y	z
ξ'	$\cos\Delta\mathfrak{A}$	$\sin\mathfrak{D}\sin\Delta\mathfrak{A}$	$-\cos\mathfrak{D}\sin\Delta\mathfrak{A}$
η'	0	$\cos\mathfrak{D}$	$\sin\mathfrak{D}$
ζ'	$\sin\Delta\mathfrak{A}$	$-\sin\mathfrak{D}\cos\Delta\mathfrak{A}$	$\cos\mathfrak{D}\cos\Delta\mathfrak{A}$

Wird dieses Schema in gleicher Weise mit III verbunden, so entsteht das gesuchte System der in (4) und (4') auftretenden Richtungskosinus:

	x	y	z
x'	$\cos\Delta\mathfrak{A}$	$\sin\mathfrak{D}\sin\Delta\mathfrak{A}$	$-\cos\mathfrak{D}\sin\Delta\mathfrak{A}$
y'	$-\sin\mathfrak{D}'\sin\Delta\mathfrak{A}$	$\cos\mathfrak{D}\cos\mathfrak{D}' + \sin\mathfrak{D}\sin\mathfrak{D}'\cos\Delta\mathfrak{A}$	$\sin\mathfrak{D}\cos\mathfrak{D}' - \cos\mathfrak{D}\sin\mathfrak{D}'\cos\Delta\mathfrak{A}$
z'	$\cos\mathfrak{D}'\sin\Delta\mathfrak{A}$	$\cos\mathfrak{D}\sin\mathfrak{D}' - \sin\mathfrak{D}\cos\mathfrak{D}'\cos\Delta\mathfrak{A}$	$\sin\mathfrak{D}\sin\mathfrak{D}' + \cos\mathfrak{D}\cos\mathfrak{D}'\cos\Delta\mathfrak{A}$

Eine ähnliche Darstellung der Richtungskosinus ergibt sich, wenn die Lage von T' gegenüber T durch die Distanz s und die Positionswinkel P und P' definiert ist, welche der Großkreis TT' in den Punkten T und T' bildet. Die Ableitung ist der obigen ganz analog. $Oxyz$ ist in diesem Falle durch folgende Drehungen in die Lage $Ox'y'z'$ überzuführen:

1. Drehung um die z-Achse um den Winkel $90° - P$, bis die xz-Ebene mit der des Großkreises TT' zusammenfällt. Das entstandene System heiße $O\xi\eta\zeta$.

2. Drehung von $O\xi\eta\zeta$ um seine η-Achse um den Winkel s, bis die ζ-Achse durch T' geht. Das entstandene System heiße $O\xi'\eta'\zeta'$.

3. Drehung von $O\xi'\eta'\zeta'$ um seine ζ'-Achse um den Winkel $90° - P'$ im entgegengesetzten Sinne wie bei 1. Damit ist $Oxyz$ in $Ox'y'z'$ übergeführt.

Ähnliche Betrachtungen, wie sie oben angestellt wurden, führen zu einer Darstellung der Richtungskosinus durch s, P und P':

	x	y	z
x'	$\cos P\cos P' + \sin P\sin P'\cos s$	$-\sin P\cos P' + \cos P\sin P'\cos s$	$-\sin P'\sin s$
y'	$-\cos P\sin P' + \sin P\cos P'\cos s$	$\sin P\sin P' + \cos P\cos P'\cos s$	$-\cos P'\sin s$
z'	$\sin P\sin s$	$\cos P\cos s$	$\cos s$

Diese Ausdrucke liefern eine wichtige Vereinfachung der Formeln (4) in dem praktisch haufigen Fall, daß die Tangentialpunkte nahe benachbart sind Ist namlich s so klein, daß s^2 vernachlassigt werden kann, so ergibt sich, wenn $P' - P = \Delta P$ gesetzt wird

$$\alpha_1 = \cos \Delta P \qquad \beta_1 = -\sin \Delta P$$
$$\alpha_2 = \sin \Delta P \qquad \beta_2 = \cos \Delta P$$

Hiermit folgen aus den bekannten, zwischen den Richtungskosinus zweier rechtwinkliger raumlicher Koordinatensysteme bestehenden Gleichungen

$$\alpha_3 = \beta_1 \gamma_2 - \beta_2 \gamma_1 ,$$
$$\beta_3 = \gamma_1 \alpha_2 - \gamma_2 \alpha_1$$

fur α_3 und β_3 die Werte

$$\alpha_3 = -\gamma_1 \cos \Delta P - \gamma_2 \sin \Delta P ,$$
$$\beta_3 = \gamma_1 \sin \Delta P - \gamma_2 \cos \Delta P$$

Da ferner, mit Vernachlassigung von s^2, $\gamma_3 = \cos s = 1$ gesetzt werden darf, so gehen die Formeln (4) uber in

$$\left.\begin{aligned} X' &= \frac{(X - \gamma_1)\cos \Delta P + (Y - \gamma_2)\sin \Delta P}{1 + \gamma_1 X + \gamma_2 Y} , \\ Y' &= \frac{-(X - \gamma_1)\sin \Delta P + (Y - \gamma_2)\cos \Delta P}{1 + \gamma_1 X + \gamma_2 Y} \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

In diesen Formeln sind $\gamma_1 = \sin s \sin P$ und $\gamma_2 = \sin s \cos P$ klein, so daß ihre Quadrate und Produkte zu vernachlassigen sind Gleiches gilt fur ΔP, wenn die Umgebung des Pols ausgeschlossen wird Unter dieser Voraussetzung kann man setzen

$$\cos \Delta P = 1 \qquad \gamma_1 \cos \Delta P = \gamma_1 \qquad \gamma_2 \cos \Delta P = \gamma_2$$
$$\sin \Delta P = \Delta P \qquad \gamma_1 \sin \Delta P = 0 \qquad \gamma_2 \sin \Delta P = 0$$

Außerdem gilt stets

$$\frac{1}{1 + \gamma_1 X + \gamma_2 Y} = 1 - (\gamma_1 X + \gamma_2 Y)$$

Hiermit vereinfachen sich die Gleichungen (5) weiter zu

$$\left.\begin{aligned} X' &= X - \gamma_1 + Y \Delta P - (\gamma_1 X + \gamma_2 Y) X , \\ Y' &= Y - \gamma_2 - X \Delta P - (\gamma_1 X + \gamma_2 Y) Y \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Der Ubergang von einem Tangentialkoordinatensystem zu einem anderen mit nahe benachbartem Tangentialpunkt laßt sich also geometrisch beschreiben durch

1 Eine Nullpunktsverschiebung um die (kleinen) Betrage γ_1 und γ_2

2 Eine Drehung um den Winkel ΔP

3 Eine kleine, aber von den Koordinaten abhangige Anderung der Maßeinheit

Wichtig ist fur spater eine geometrische Deutung von γ_1 und γ_2 Setzt man in (6) $X' = Y' = 0$, so folgt (immer unter Vernachlassigung der quadratischen und hoheren Glieder) $X = \gamma_1$ und $Y = \gamma_2$ Der Ursprung des gestrichenen Systems hat also im ungestrichenen die Koordinaten γ_1 und γ_2

9 Transformation der Tangentialkoordinaten in A R und Dekl und umgekehrt Es seien α, δ A R und Dekl eines Sterns, X, Y seine tangentialen Koordinaten, bezogen auf den Tangentialpunkt T, welcher die A R $\mathfrak{A}$ und die

Dekl $\mathfrak{D}$ habe Zur Ableitung der Transformationsformeln zwischen α, δ und X, Y betrachten wir ein zweites tangentiales Koordinatensystem X', Y', dessen Ursprung der Himmelspol P sei Da die in Ziff 7 gegebene Definition der Orientierung tangentialer Koordinaten hier ihren Sinn verliert, setzen wir fest, daß die X'-Achse der X-Achse parallel und gleichgerichtet, die Y'-Achse senkrecht zur X'-Achse derart gerichtet sei, daß die Y'-Koordinate des Punktes T negativ ist Die Beziehung zwischen X', Y' und α, δ ergibt sich aus Abb 3, welche die Verhaltnisse in der im Pol P tangierenden $X'Y'$-Ebene darstellt Es ist $PS' = \operatorname{cotg}\delta$ und $\sphericalangle T'PS' = \alpha - \mathfrak{A} = \Delta\alpha$, folglich gilt

Abb 3 Beziehung zwischen X', Y' und α, δ T' und S' sind die Zentralprojektionen des Tangentialpunkts bzw Sterns vom Kugelmittelpunkt auf die im Himmelspol P tangierende $X'Y'$-Ebene $PS' = \operatorname{cotg}\delta$, $\sphericalangle T'PS' = \alpha - \mathfrak{A} = \Delta\alpha$

$$\left.\begin{aligned} X' &= \operatorname{cotg}\delta \sin\Delta\alpha\,, \\ Y' &= -\operatorname{cotg}\delta\cos\Delta\alpha \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Anderseits bestehen zwischen X', Y' und X, Y die Gleichungen (4) und (4′) der vorigen Ziffer Die dort auftretenden Richtungskosinus lassen sich ohne weiteres aus Abb 4 ablesen, es entsteht folgendes Schema

	x	y	z
x'	1	0	0
y'	0	$\sin\mathfrak{D}$	$-\cos\mathfrak{D}$
z'	0	$\cos\mathfrak{D}$	$\sin\mathfrak{D}$

Hiermit folgt aus (4) und (4′)

$$X = \frac{X'}{\sin\mathfrak{D} - Y'\cos\mathfrak{D}}\,, \qquad Y = \frac{\cos\mathfrak{D} + Y'\sin\mathfrak{D}}{\sin\mathfrak{D} - Y'\cos\mathfrak{D}} \tag{8}$$

$$X' = \frac{X}{Y\cos\mathfrak{D} + \sin\mathfrak{D}}\,, \qquad Y' = \frac{Y\sin\mathfrak{D} - \cos\mathfrak{D}}{Y\cos\mathfrak{D} + \sin\mathfrak{D}} \tag{8'}$$

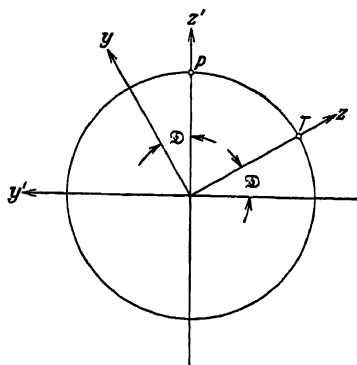



Abb 4 Zur Ableitung der Richtungskosinus fur die Transformation von X, Y in X', Y' und umgekehrt P = Himmelspol, T = Tangentialpunkt Die zusammenfallenden x- und x'-Achsen stehen auf der Zeichenebene senkrecht

Wird jetzt (7) in (8) eingesetzt, so entstehen die gesuchten Formeln zur Verwandlung von α, δ in X, Y

$$\left.\begin{aligned} X &= \frac{\cos\delta\sin\Delta\alpha}{\sin\mathfrak{D}\sin\delta + \cos\mathfrak{D}\cos\delta\cos\Delta\alpha}\,, \\ Y &= \frac{\cos\mathfrak{D}\sin\delta - \sin\mathfrak{D}\cos\delta\cos\Delta\alpha}{\sin\mathfrak{D}\sin\delta + \cos\mathfrak{D}\cos\delta\cos\Delta\alpha} \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

Die Umkehrungen ergeben sich durch Einsetzen von (7) in (8′), man erhalt zunachst

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{cotg}\delta\sin\Delta\alpha &= \frac{X}{\sin\mathfrak{D} + Y\cos\mathfrak{D}}\,, \\ \operatorname{cotg}\delta\cos\Delta\alpha &= \frac{\cos\mathfrak{D} - Y\sin\mathfrak{D}}{\sin\mathfrak{D} + Y\cos\mathfrak{D}} \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

und hieraus

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}\Delta\alpha &= \frac{X}{\cos\mathfrak{D} - Y\sin\mathfrak{D}}\,, \\ \operatorname{tg}\delta &= \frac{\sin\mathfrak{D} + Y\cos\mathfrak{D}}{\cos\mathfrak{D} - Y\sin\mathfrak{D}}\cos\Delta\alpha \end{aligned}\right\} \tag{9'}$$

Um zu einer von $\varDelta\alpha$ freien Formel für δ zu gelangen, welche später noch benötigt wird, quadrieren und addieren wir die Gleichungen (10) und erhalten

$$\operatorname{cotg}^2\delta = \frac{X^2 + (\cos\mathfrak{D} - Y\sin\mathfrak{D})^2}{(\sin\mathfrak{D} + Y\cos\mathfrak{D})^2}.$$

Hieraus folgt durch Einsetzen in die Identität

$$\sin\delta = \frac{1}{\sqrt{1+\operatorname{cotg}^2\delta}},$$

nach passender Umformung

$$\sin\delta = \frac{\sin\mathfrak{D} + Y\cos\mathfrak{D}}{\sqrt{1+X^2+Y^2}}. \qquad (11)$$

10. Umformung der Transformationsformeln in Ziff. 9 für numerische Zwecke. Die Gleichungen (9), (9′) und (11), welche die Aufgabe, tangentiale Koordinaten in α, δ und umgekehrt zu verwandeln, theoretisch lösen, sind zur numerischen Rechnung nicht gut geeignet. Selbst bei Maschinenrechnung ist der Übergang von absolutem Maß auf Bogensekunden oder eine andere Winkeleinheit recht lästig. Trotz der großen Zahl der von den verschiedenen Autoren angegebenen Umformungen und Hilfstafeln[1] dürfte es unmöglich sein, eine in allen Fällen gleich bequeme Rechenvorschrift zu finden. Die in der Praxis vorliegenden Verhältnisse sind eben zu vielgestaltig, als daß sich ein einziges Schema für alle eignen könnte. Wir müssen uns hier auf die Darlegung der wichtigsten Methoden beschränken, ohne auf Einzelheiten des Rechenschemas einzugehen. Die Umgestaltung der Formeln ist auf zwei grundsätzlich verschiedenen Wegen möglich: A. durch Einführung von Hilfsgrößen und B. durch Reihenentwicklungen.

A. Einführung von Hilfsgrößen. Setzt man $\operatorname{tg}\mathfrak{q} = Y$ und $d = \mathfrak{D} + \mathfrak{q}$, so erhält man aus (9′) ein Formelsystem, das ebensogut zur Verwandlung von X, Y in α, δ wie auch zur Lösung der umgekehrten Aufgabe dienen kann, es entsteht nämlich

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}\mathfrak{q} &= Y, \\ d &= \mathfrak{D} + \mathfrak{q}, \\ \operatorname{tg}\varDelta\alpha &= X\sec d\cos\mathfrak{q}, \\ \operatorname{tg}\delta &= \operatorname{tg} d\cos\varDelta\alpha. \end{aligned}\right\} \qquad (12')$$

Dieselben Formeln, für die Umkehrung geschrieben, lauten

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg} d &= \operatorname{tg}\delta\sec\varDelta\alpha, \\ \mathfrak{q} &= d - \mathfrak{D}, \\ X &= \operatorname{tg}\varDelta\alpha\cos d\sec\mathfrak{q}, \\ Y &= \operatorname{tg}\mathfrak{q}. \end{aligned}\right\} \qquad (12)$$

Die Rechnung nach (12) und (12′) ist bei Benutzung von Hilfstafeln, welche die Reduktion der in Bogensekunden ausgedrückten Tangente auf den Bogen geben, sehr einfach. Solche Tafeln sind im Anhang I mitgeteilt und finden sich auch an anderen Stellen[2, 3]. Unbequem ist bei diesen Gleichungen nur, daß man die kleine Differenz zwischen d und δ nicht unmittelbar erhält, sondern zu dem

---

[1] Vgl. das Verzeichnis am Schluß von Anhang I.

[2] ALBRECHT, Formeln und Hilfstafeln, 3. Aufl. (1894), Tafel 42. Entsprechende, für logarithmische Rechnung bestimmte Tafeln s. ALBRECHT, l. c. Tafel 42 und 4. Aufl. (1908), Tafel 40. Vgl. auch das Verzeichnis am Schluß von Anhang I.

[3] Veröff. d. astron. Recheninst. Berlin-Dahlem Nr. 47 (1929).

Umweg über die Funktionen tg d und tg δ gezwungen ist, was bei 0″,01 Genauigkeit siebenstellige Rechnung erfordert.

J. PETERS[1] vermeidet diesen Übelstand nach dem Vorgang von C. VICK[2] durch Einführung einer weiteren Hilfsgröße v, definiert durch $\operatorname{tg} v = X \cos \mathfrak{q}$, oder hiermit identisch $\sin v = \sin \varDelta\alpha \cos\delta$. Es entstehen aus (12) und (12′) folgende Formelsystme:

$$\left.\begin{aligned} \sin v &= \sin\varDelta\alpha\cos\delta, \\ \sin(d-\delta) &= \operatorname{tg} v \operatorname{tg}\frac{\varDelta\alpha}{2}\sin\delta, \\ \mathfrak{q} &= d - \mathfrak{D}, \\ X &= \operatorname{tg} v \sec\mathfrak{q}, \\ Y &= \operatorname{tg}\mathfrak{q}. \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

Und umgekehrt:

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}\mathfrak{q} &= Y, \\ d &= \mathfrak{D} + \mathfrak{q}, \\ \operatorname{tg} v &= X\cos\mathfrak{q}, \\ \operatorname{tg}\varDelta\alpha &= \operatorname{tg} v \sec d, \\ \sin(\delta - d) &= -\sin v \operatorname{tg}\frac{\varDelta\alpha}{2}\sin\alpha. \end{aligned}\right\} \tag{13′}$$

Umfangreiche, von J. PETERS[1] herausgegebene Hilfstafeln erleichtern die Rechnung nach den Formeln (13) und (13′) bedeutend. Besonders angenehm ist, daß die Verwandlung von Bogenmaß in Zeitmaß und umgekehrt entfällt, da die betreffenden Faktoren in die Tabellen für $\sec\mathfrak{q}$ und $\cos\mathfrak{q}$ mit einbezogen sind. Für Massenrechnungen dürfte der PETERSsche Weg der bequemste sein. Doch führen bei beschränkterer Zahl der Transformationen (12) und (12′) oder eine der im folgenden besprochenen Methoden vielleicht rascher zum Ziel, da die Tabellen von PETERS immerhin einige Einarbeitung und ein sorgfältig angelegtes Rechenschema erfordern.

B. Reihenentwicklungen. Andere Formeln zur direkten Berechnung von $d - \delta$ erhält man durch Anwendung der bekannten Reihen[3]

$$\mathfrak{y} = \mathfrak{x} + \operatorname{tg}^2\frac{\varepsilon}{2}\sin 2\mathfrak{x} + \frac{1}{2}\operatorname{tg}^4\frac{\varepsilon}{2}\sin 4\mathfrak{x} + \cdots, \qquad \operatorname{tg}\mathfrak{y} = \sec\varepsilon\operatorname{tg}\mathfrak{x},$$

$$\mathfrak{y} = \mathfrak{x} - \operatorname{tg}^2\frac{\varepsilon}{2}\sin 2\mathfrak{x} + \frac{1}{2}\operatorname{tg}^4\frac{\varepsilon}{2}\sin 4\mathfrak{x} - \cdots, \qquad \operatorname{tg}\mathfrak{y} = \cos\varepsilon\operatorname{tg}\mathfrak{x}$$

auf die Gleichungen für d und δ in (12) bzw. (12′). Hiermit entsteht

$$\left.\begin{aligned} d &= \delta + \operatorname{tg}^2\frac{\varDelta\alpha}{2}\sin 2\delta + \frac{1}{2}\operatorname{tg}^4\frac{\varDelta\alpha}{2}\sin 4\delta, \\ \mathfrak{q} &= d - \mathfrak{D}, \\ X &= \operatorname{tg}\varDelta\alpha\cos d\sec\mathfrak{q}, \\ Y &= \operatorname{tg}\mathfrak{q} \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

und

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}\mathfrak{q} &= Y, \\ d &= \mathfrak{D} + \mathfrak{q}, \\ \operatorname{tg}\varDelta\alpha &= X\sec d\cos\mathfrak{q}, \\ \delta &= d - \operatorname{tg}^2\frac{\varDelta\alpha}{2}\sin 2d + \frac{1}{2}\operatorname{tg}^4\frac{\varDelta\alpha}{2}\sin 4d. \end{aligned}\right\} \tag{14′}$$

---

[1] Veröff. d. astron. Recheninst. Berlin-Dahlem Nr. 47 (1929).
[2] Mitt. Hamb. Sternw. 5, Nr. 19 (1924).
[3] BRÜNNOW, Lehrbuch der sphärischen Astronomie, S. 16 (1880).

Die vernachlässigten Glieder der Reihen bleiben unter 0″,01 für $\Delta\alpha \leqq 30^{\mathrm{m}}$. Mit den in Anhang I gegebenen Hilfstafeln rechnet man nach (14) und (14′) sehr bequem.

Die Anwendung von Reihenentwicklungen, welche X und Y unmittelbar durch $\Delta\alpha = \alpha - \mathfrak{A}$ und $\Delta\delta = \delta - \mathfrak{D}$ oder umgekehrt ausdrücken, hat für numerische Zwecke nur dann Wert, wenn die Glieder 4. Ordnung entfallen und die Glieder 3. Ordnung so klein sind, daß wenige Stellen zur Berechnung genügen. Für scharfe Rechnung kommen die Reihen also nur bei sehr kleinen Plattenfeldern (bis höchstens $1° \times 1°$) in Frage. Anders ist es bei genäherter Rechnung (z. B. für Identifikationszwecke), hier können die Reihen bis zu $10° \times 10°$ Feldgröße mit Vorteil verwandt werden. In hohen Deklinationen sind sie selbstverständlich unbrauchbar. Die Tafeln 5 und 6 in Anhang I, welche bei der Rechnung nach den Reihen zu benutzen sind, gehen daher nur bis zu $\mathfrak{D} = 60°$.

Entsprechend den vorstehenden Bemerkungen soll die Entwicklung der Reihen auf die Glieder 1. bis 3. Ordnung einschließlich beschränkt werden. Eine Reihe für $\Delta\alpha$ läßt sich sehr einfach aus der ersten der Gleichungen (9′) herleiten, die wir in etwas veränderter Form schreiben:

$$\operatorname{tg}\Delta\alpha = \frac{X\sec\mathfrak{D}}{1 - Y\operatorname{tg}\mathfrak{D}} = X\sec\mathfrak{D}\,(1 + Y\operatorname{tg}\mathfrak{D} + Y^2\operatorname{tg}^2\mathfrak{D} + \cdots),$$

$$\operatorname{tg}\Delta\alpha = X\sec\mathfrak{D} + XY\sec\mathfrak{D}\operatorname{tg}\mathfrak{D} + XY^2\sec\mathfrak{D}\operatorname{tg}^2\mathfrak{D}.$$

Dieser Ausdruck ist noch in die Arkustangensreihe $\mathfrak{x} = \operatorname{tg}\mathfrak{x} - \frac{1}{3}\operatorname{tg}^3\mathfrak{x} + \cdots$ einzusetzen, womit sich ergibt:

$$\Delta\alpha = X\sec\mathfrak{D} + XY\sec\mathfrak{D}\operatorname{tg}\mathfrak{D} - \tfrac{1}{3}X^3\sec^3\mathfrak{D} + XY^2\sec\mathfrak{D}\operatorname{tg}^2\mathfrak{D}. \qquad (15\,\mathrm{a})$$

Die entsprechende Reihe für $\Delta\delta$ folgt aus (11); wir entwickeln zunächst den Nenner:

$$\sin\delta = \frac{\sin\mathfrak{D} + Y\cos\mathfrak{D}}{\sqrt{1 + X^2 + Y^2}} = (\sin\mathfrak{D} + Y\cos\mathfrak{D})\left[1 - \frac{1}{2}(X^2 + Y^2) + \cdots\right],$$

$$\sin\delta = \sin\mathfrak{D} + Y\cos\mathfrak{D} - \tfrac{1}{2}(X^2 + Y^2)\sin\mathfrak{D} - \tfrac{1}{2}(X^2 + Y^2)\,Y\cos\mathfrak{D}.$$

Nun gilt ganz allgemein[1]

$$\mathfrak{y} = \mathfrak{x} + \frac{a}{\cos\mathfrak{x}} + \frac{1}{2}\operatorname{tg}\mathfrak{x}\frac{a^2}{\cos^2\mathfrak{x}} + \frac{1}{6}(1 + 3\operatorname{tg}^2\mathfrak{x})\frac{a^3}{\cos^3\mathfrak{x}} + \cdots, \qquad \sin\mathfrak{y} = \sin\mathfrak{x} + a.$$

Setzt man, diesen Ausdruck auf den vorliegenden Fall anwendend,

$$\mathfrak{y} = \delta, \quad \mathfrak{x} = \mathfrak{D}, \quad a = Y\cos\mathfrak{D} - \tfrac{1}{2}(X^2 + Y^2)\sin\mathfrak{D} - \tfrac{1}{2}(X^2 + Y^2)\,Y\cos\mathfrak{D},$$

so entsteht nach einigen Umformungen

$$\Delta\delta = Y - \tfrac{1}{2}X^2\operatorname{tg}\mathfrak{D} - \tfrac{1}{2}X^2Y\sec^2\mathfrak{D} - \tfrac{1}{3}Y^3. \qquad (15\,\mathrm{b})$$

Zur Ableitung der Reihen für X und Y kann man von den Gleichungen (9) ausgehen. Bequemer aber ist es, wenigstens bei beschränkter Gliederzahl, die soeben erhaltenen Reihen in sukzessiver Näherung umzukehren; hierfür sind (15a) und (15b) in folgender Form zu schreiben:

$$X = \Delta\alpha\cos\mathfrak{D} - XY\operatorname{tg}\mathfrak{D} + \tfrac{1}{3}X^3\sec^2\mathfrak{D} - XY^2\operatorname{tg}^2\mathfrak{D},$$

$$Y = \Delta\delta + \tfrac{1}{2}X^2\operatorname{tg}\mathfrak{D} + \tfrac{1}{2}X^2Y\sec^2\mathfrak{D} + \tfrac{1}{3}Y^3.$$

---

[1] BRÜNNOW, Lehrbuch der sphärischen Astronomie, S. 18 (1880).

Die erste Näherung lautet also $X = \Delta\alpha \cos\mathfrak{D}$, $Y = \Delta\delta$, durch Einsetzen in die rechten Seiten folgt

$$X = \Delta\alpha \cos\mathfrak{D} - \Delta\alpha\, \Delta\delta \sin\mathfrak{D}\,,$$
$$Y = \Delta\delta + \tfrac{1}{2}\Delta\alpha^2 \sin\mathfrak{D} \cos\mathfrak{D}\,,$$

und schließlich

$$\left.\begin{aligned} X &= \Delta\alpha \cos\mathfrak{D} - \Delta\alpha\,\Delta\delta \sin\mathfrak{D} + \tfrac{1}{6}\Delta\alpha^3 \cos\mathfrak{D}\,(3\cos^2\mathfrak{D} - 1)\,,\\ Y &= \Delta\delta + \tfrac{1}{2}\Delta\alpha^2 \sin\mathfrak{D}\cos\mathfrak{D} + \tfrac{1}{2}\Delta\alpha^2\,\Delta\delta \cos 2\mathfrak{D} + \tfrac{1}{3}\Delta\delta^3 \end{aligned}\right\} \qquad (16)$$

Zur numerischen Auswertung der Reihen (15a), (15b) und (16) dienen die Tafeln 1, 5 und 6, Anhang I (vgl. die Erläuterungen dort).

Eine noch weitergehende Vereinfachung der Rechnung, als sie die bisher erwähnten Tafeln geben, die für beliebige Deklinationen des Tangentialpunktes verwendbar sind, läßt sich erzielen, wenn für einen Tangentialpunkt oder für eine Reihe von Tangentialpunkten gleicher Deklination sehr viele Transformationen auszuführen sind. In solchen Fällen lohnt sich die Herstellung von Spezialtafeln für das betreffende $\mathfrak{D}$. Derartige Tafeln sind in verschiedener Anordnung besonders für die photographische Himmelskarte aufgestellt worden. Sie gründen sich teils auf die strengen Formeln (9), (9′) und (12), (12′), teils auf die Reihen (15a), (15b) und (16), auch Kombinationen der beiden Formelarten werden benutzt. Bezüglich der Einrichtung im einzelnen muß auf die Tafeln selbst und die ihnen beigegebenen Erläuterungen verwiesen werden[1-4].

Zu erwähnen ist noch ein von GRAFF[5] angegebenes graphisches Verfahren zur Transformation tangentialer Koordinaten in α, δ, welches bei geringeren Ansprüchen an Genauigkeit und bei engen Plattenfeldern sehr bequem ist. Es leistet sogar noch mehr als die bisher besprochenen Methoden, da es nicht unbedingt an die Voraussetzung gebunden ist, daß die zu transformierenden Koordinaten tangentiale sind, sondern die gemessenen Koordinaten unter Berücksichtigung der an sie anzubringenden Verbesserungen (wegen Skalenwert, Orientierung, Refraktion usw., vgl. Abschnitt d) unmittelbar in α, δ zu verwandeln gestattet.

Bisweilen werden Formeln benötigt, die bei festgehaltenem Tangentialpunkt die Änderungen von $\Delta\alpha$, $\Delta\delta$ durch die entsprechenden von X und Y ausdrücken. Werden diese Änderungen mit $d\alpha$, $d\delta$ bzw. dX, dY bezeichnet, so liefern die Gleichungen (15a) und (15b)

$$\begin{aligned} \Delta\alpha + d\alpha &= (X + dX)\sec\mathfrak{D} + (X + dX)\,(Y + dY)\sec\mathfrak{D}\,\mathrm{tg}\,\mathfrak{D}\\ &\qquad - \tfrac{1}{3}(X + dX)^3 \sec^3\mathfrak{D} + (X + dX)\,(Y + dY)^2 \sec\mathfrak{D}\,\mathrm{tg}^2\mathfrak{D}\,,\\ \Delta\delta + d\delta &= Y + dY - \tfrac{1}{2}(X + dX)^2\,\mathrm{tg}\,\mathfrak{D}\\ &\qquad - \tfrac{1}{2}(X + dX)^2\,(Y + dY)\sec^2\mathfrak{D} - \tfrac{1}{3}(Y + dY)^3 \end{aligned}$$

Hieraus folgt, wenn die in dX, dY quadratischen Glieder, die zugleich noch eine Koordinate selbst enthalten, und die höheren vernachlässigt werden,

$$\left.\begin{aligned} d\alpha &= dX\sec\mathfrak{D} + (X\,dY + Y\,dX)\sec\mathfrak{D}\,\mathrm{tg}\,\mathfrak{D} - X^2 dX \sec^3\mathfrak{D}\\ &\qquad + (Y^2 dX + 2XY\,dY)\sec\mathfrak{D}\,\mathrm{tg}^2\mathfrak{D} + dX\,dY\sec\mathfrak{D}\,\mathrm{tg}\,\mathfrak{D}\,,\\ d\delta &= dY - X\,dX\,\mathrm{tg}\,\mathfrak{D} - \tfrac{1}{2}(X^2 dY + 2XY\,dX)\sec^2\mathfrak{D} - Y^2 dY - \tfrac{1}{2}dX^2\,\mathrm{tg}\,\mathfrak{D} \end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

---

[1] Siehe das Verzeichnis von Hilfstafeln zur Koordinatentransformation am Schlusse von Anhang I.

[2] ZURHELLEN, Darleg. u. Kritik usw., S. 92 (1904).

[3] JACOBY, Bull. Carte du ciel 3, S. 1 (1902).

[4] RAYET, Ann. Obs. Bordeaux 9, (1900).

[5] A. N. 211, S. 241 (1920).

d) Verbesserungen der gemessenen Koordinaten.

11. Ubersicht uber die verschiedenen Verbesserungen. Die Reduktion einer photographischen Himmelsaufnahme zerfallt in zwei Teile 1 die Verwandlung der gemessenen Koordinaten in tangentiale, und 2 die Verwandlung der tangentialen Koordinaten in A R und Dekl , falls man nicht uberhaupt bei den Tangentialkoordinaten stehenbleiben will[1] Da der zweite Teil in Ziff 9 und 10 bereits erledigt ist, haben wir uns nur noch mit dem ersten zu beschaftigen Die hierfur an die gemessenen Koordinaten anzubringenden Verbesserungen lassen sich in zwei Gruppen einteilen

α) „Instrumentelle" Verbesserungen, d h solche, die von dem Aufnahmeinstrument und seinem Zustand wahrend der Aufnahme abhangen Dies sind

a) Skalenwert,
b) Orientierung,
c) Nullpunktsfehler,
d) Plattenneigung

β) „Spharische" Verbesserungen, d h solche, die von astronomischen Einflussen abhangen Dies sind

e) Refraktion,
f) Aberration,
g) Prazession und Nutation

Fur die Verbesserungen der zweiten Gruppe lassen sich Formeln herleiten, welche die Berechnung, wenn nicht in aller Strenge, so doch in theoretisch beliebig weit zu treibender Naherung gestatten, und zwar lediglich auf Grund der bekannten Aufnahmedaten In den Formeln der ersten Gruppe muß jedoch mindestens ein Teil der Koeffizienten empirisch mit Hilfe von Sternen, deren Örter bereits bekannt sind („Anhaltsterne"), bestimmt werden

α) Instrumentelle Verbesserungen.

12 Skalenwert, Orientierung und Nullpunktsfehler Fur alle folgenden Betrachtungen soll von der KAPTEYNschen und SCHLESINGERschen Methode[2] der Plattenausmessung abgesehen und vorausgesetzt werden, daß das System der gemessenen Koordinaten rechtwinklig ist und daß die beiden Koordinaten in derselben Maßeinheit ausgedruckt sind[3] Ferner soll angenommen werden, daß etwaige Fehler der Meßapparatur bestimmt und rechnerisch berucksichtigt wurden

Maßeinheit und Orientierung tangentialer Koordinaten sind definitionsmaßig festgelegt, wahrend diese Daten bei den gemessenen Koordinaten x und y vom Meßapparat abhangen An x und y sind also die Verbesserungen Δx, Δy anzubringen, welche folgende Form haben

$$\Delta x = Ax + By\,,$$
$$\Delta y = -Bx + Ay$$

Dieselben Überlegungen wie fur Maßeinheit und Orientierung gelten auch fur den Nullpunkt der gemessenen Koordinaten Sind diese also nicht schon auf den Tangentialpunkt bezogen, so hat das System x, y eine Parallelverschiebung zu erfahren Eine solche Nullpunktsanderung wird bei der Reduktion einer

---

[1] In dieser Weise ist z B KÜSTNER bei seinen Arbeiten über Sternhaufen vorgegangen Vgl Bonner Veroff Nr 14 (1920)

[2] Vgl Ziff 6 dieses Kapitels

[3] Fälle, in denen diese Voraussetzung nicht erfüllt ist, werden in Ziff 20 dieses Kapitels behandelt werden

Platte stets vorgenommen, und zwar aus folgendem Grunde: Für die spätere Verwandlung in A. R. und Dekl. muß der Ort des Tangentialpunktes am Himmel, also die Größen $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{D}$ in den Formeln der Ziff. 9 und 10 mit derselben Schärfe bekannt sein, die für die abzuleitenden Sternörter gefordert wird. Diese Genauigkeit zu erreichen, ist aber nicht möglich. Allerdings wäre es denkbar, von genäherten Werten für $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{D}$ ausgehend, deren Verbesserungen aus den bekannten Anhaltsternörtern abzuleiten. Doch würde die Genauigkeit dieses recht umständlichen Verfahrens nur eine formale sein, da effektiv natürlich höchstens diejenige Schärfe erzielt wird, mit der man die Lage des Tangentialpunktes auf der Platte kennt. Es ist aber, wie in der folgenden Ziffer gezeigt wird, weder möglich noch nötig, den Tangentialpunkt so genau festzulegen.

Man geht daher praktisch anders vor und definiert als „rechnerischen" Tangentialpunkt denjenigen Punkt der Platte, dessen A. R. und Dekl. mit den angenommenen Werten $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{D}$ in aller Strenge übereinstimmen. Infolge dieser Fiktion eines Nullpunktsfehlers sind an x und y konstante Verbesserungen anzubringen, die obigen Formeln also folgendermaßen zu ergänzen:

$$\left.\begin{aligned} \Delta x &= Ax + By + C, \\ \Delta y &= -Bx + Ay + D. \end{aligned}\right\} \qquad (18)$$

Die Größen A (Skalenwert), B (Orientierung), C und D (Nullpunktsfehler) sind zunächst unbekannt, müssen also auf irgendeine Weise bestimmt werden. Für A liefert zwar die Brennweite des Objektivs einen guten Näherungswert, daß aber eine zur Reduktion der Platte hinreichende Genauigkeit durch direkte Messung der Brennweite ohne Kenntnis von Anhaltsternörtern nicht erreichbar ist, liegt auf der Hand. Zur Bestimmung von B ist jedoch ein von Anhaltsternen unabhängiges Verfahren vorgeschlagen und auch gelegentlich angewandt worden[1]. Man hält nach beendeter Aufnahme den Stundenantrieb des Instruments an, so daß die helleren Sterne ihre Spuren auf der Platte aufzeichnen. Aus dem bei der Messung der Platte zu ermittelnden Winkel zwischen der Sternspur (scheinbarer Parallel) und einer Koordinatenachse läßt sich dann der Wert von B ableiten. Bei diesem Verfahren sind systematische Fehler in den Messungen der Sternspur kaum vermeidbar, so daß die der Platte an sich innewohnende Genauigkeit nicht voll ausgenutzt werden kann. Unbedingt vorzuziehen ist daher die gegenwärtig stets angewandte Methode, alle vier Konstanten zugleich aus den Anhaltsternen abzuleiten (vgl. hierüber Ziff. 20).

Es ist nun nicht nur bei dieser Konstantenbestimmung rechentechnisch vorteilhaft, sondern für alle folgenden Formelentwicklungen fast unerläßlich, vorauszusetzen, daß A, B, C und D klein sind. Mit anderen Worten: Die gemessenen Koordinaten dürfen sich von den tangentialen nur wenig unterscheiden. B läßt sich durch passendes Einlegen der Platte in den Meßapparat stets klein halten, für die übrigen Konstanten sind nötigenfalls Näherungswerte zu ermitteln, mit denen die gemessenen Koordinaten gemäß (18) vor weiterer Behandlung zu verbessern sind.

An dieser Stelle ist noch eine wichtige Bemerkung zu machen. Die Formeln (18) besagen, daß die gemessenen Koordinaten einer linearen orthogonalen Transformation zu unterwerfen sind, deren Koeffizienten empirisch mit Hilfe von Anhaltsternen ermittelt werden. Es hindert also nichts, in (18) auch andere an x und y anzubringende Korrektionen (z. B. Präzession) mit hineinzubeziehen, soweit es die Gestalt der Korrektionsformeln zuläßt. Bei der Reduktion einer

---

[1] J. SCHEINER, Der große Sternhaufen im Hercules, Messier 13. Abhandl. Preuß. Akad. Wiss. (1892).

Platte können folglich alle Korrektionen entfallen, welche sich durch eine lineare orthogonale Transformation darstellen lassen. Es wird sich noch zeigen, daß hierdurch die Berechnung der Präzession vollständig, der Aberration bis auf höhere Glieder sowie eines Teils der Refraktion erspart wird. Allerdings geht dann die geometrische Bedeutung der Konstanten A und B verloren, doch ist dies praktisch belanglos, da es nur ausnahmsweise erforderlich sein wird, die zahlenmäßigen Beträge der unverfälschten Konstanten zu kennen.

13. Plattenneigung. Die Einführung eines „rechnerischen" Tangentialpunktes an Stelle des wahren ist, wie schon aus der Definition der Tangentialkoordinaten folgt, theoretisch unzulässig. Praktisch entstehen jedoch keine merklichen Fehler, wenn nur der rechnerische Tangentialpunkt dem wahren hinreichend nahe benachbart ist. Es sind also Formeln zu entwickeln, welche den Einfluß der Abweichung des angenommenen Tangentialpunkts von seiner vorgeschriebenen Lage auf die Koordinaten zu berechnen gestatten. Wir haben demnach folgende Aufgabe zu behandeln:

Gegeben sei eine Platte, deren wahrer Tangentialpunkt T_1 sei. Die auf ihr gemessenen Koordinaten x, y sollen aber auf den von T_1 verschiedenen Punkt T_2 als Ursprung bezogen sein. Zu berechnen sind die Koordinaten ξ und η, welche auf einer fiktiven Platte, deren wahrer Tangentialpunkt T_2 ist, erhalten worden wären.

Da die fiktive und die wahre Platte gegeneinander geneigt sind, so soll die jetzt zu erörternde Erscheinung im Gegensatz zu dem schon erwähnten Nullpunktsfehler mit „Plattenneigung" bezeichnet werden, obwohl in der Literatur oft beide unter dem Namen Nullpunktsfehler zusammengefaßt werden.

Zur Lösung der gestellten Aufgabe definieren wir ein weiteres Koordinatensystem x_1, y_1, dessen Nullpunkt T_1 sei und dessen Achsen denen des Systems x, y parallel seien. Dann gilt

$$x_1 = x - p, \quad y_1 = y - q, \tag{19}$$

worin p und q die Koordinaten von T_1, bezogen auf den Nullpunkt T_2, bedeuten. Wir nehmen weiter an, daß ξ, η und x_1, y_1 Tangentialkoordinaten sind, also deren vorgeschriebene Maßeinheit und Orientierung besitzen. Diese Annahme legt nach (19) auch x und y entsprechende Bedingungen auf; die Anwendbarkeit der Formeln wird dadurch aber praktisch nicht beschränkt, da ja Skalen- und Orientierungsfehler der gemessenen Koordinaten stets als so klein vorausgesetzt werden, daß die höheren Glieder nicht beeinflußt werden (vgl. Ziff. 12). Zwischen ξ, η und x_1, y_1 bestehen nach (6) in Ziff. 8 folgende Gleichungen:

$$\xi = x_1 - \gamma_1 + y_1 \Delta P - (\gamma_1 x_1 + \gamma_2 y_1) x_1,$$
$$\eta = y_1 - \gamma_2 - x_1 \Delta P - (\gamma_1 x_1 + \gamma_2 y_1) y_1.$$

Hierin können $+y_1 \Delta P$ und $-x_1 \Delta P$ fortfallen, da sie nur eine Orientierungsänderung, d. h. eine lineare orthogonale Transformation darstellen. Werden ferner in den ersten Gliedern x_1 und y_1 durch die Werte (19) ersetzt, so folgt

$$\xi = x - p - \gamma_1 - (\gamma_1 x_1 + \gamma_2 y_1) x_1,$$
$$\eta = y - q - \gamma_2 - (\gamma_1 x_1 + \gamma_2 y_1) y_1.$$

γ_1 und γ_2 sind nach Ziff. 8 die Koordinaten von T_2, bezogen auf T_1, also $\gamma_1 = -p$, $\gamma_2 = -q$. Unter Vernachlässigung der Quadrate von p und q können ferner die Indizes an x und y in den letzten Gliedern fortbleiben, und wir erhalten, wenn noch $\xi - x = \Delta x$ und $\eta - y = \Delta y$ gesetzt wird, die Formeln

$$\left.\begin{aligned} \Delta x &= (p x + q y) x, \\ \Delta y &= (p x + q y) y, \end{aligned}\right\} \tag{20}$$

in welchen, wie schon erwahnt, p und q die Koordinaten des wahren Tangentialpunkts im System x, y darstellen

Die Plattenneigung außert sich also durch eine vom Ort auf der Platte abhangige Anderung des Skalenwertes, da der Einfluß mit den Koordinaten quadratisch wachst, so ist bei großen Plattenfeldern der Spielraum fur die Annahme des rechnerischen Tangentialpunktes sehr gering Die Großen p und q mussen also mit erheblicher Genauigkeit bekannt sein, wie die folgende Zusammenstellung zeigt, in welcher die aus (20) unter der vereinfachenden Annahme $q = 0$ folgenden Maximalbetrage der Korrektionen angegeben sind

	$p =$	10″	20″	40″	60″
Plattenfeld	1°× 1°	0″,001	0″,002	0″,003	0″,005
	2 × 2	0 ,003	0 ,006	0 ,012	0 ,018
	5 × 5	0 ,02	0 ,04	0 ,08	0 ,11
	10 ×10	0 ,08	0 ,15	0 ,30	0 ,46

Laßt man z B bei einem Plattenfeld von 10°×10° einen Fehler von 0″,1 im Sternort zu, so darf nach den Werten der Tabelle der rechnerische Tangentialpunkt vom wahren hochstens 12″ abweichen Um dies zu erreichen, mußte die Lage des wahren Tangentialpunkts auf der Platte mit etwa 10″ Genauigkeit bekannt sein, da man den noch verbleibenden Spielraum von 2″ fur die Konstanten C und D der Formeln (18) braucht Der Ort des Tangentialpunkts am Himmel laßt sich zwar leicht so genau bestimmen (vgl Ziff 19), daß C und D in den gezogenen Grenzen bleiben, Schwierigkeiten bereitet aber die Ermittlung seiner Lage auf der Platte Hierfur sind bisher folgende drei grundsatzlich verschiedene Wege beschritten worden

1 Ein experimenteller, von OLSSON[1] angegebener Weg, Verfeinerungen dieser Methoden wurden von KUSTNER[2] und SCHLESINGER[3] vorgeschlagen

2 Rechnerische Ableitung von p und q aus Anhaltsternen

3 Bestimmung von p und q durch besonders angeordnete Aufnahmen

Das OLSSONsche Verfahren grundet sich auf die Überlegung, daß der Tangentialpunkt praktisch gegeben ist als Fußpunkt des Lotes, gefallt vom Zentrum des Objektivs auf die Plattenebene Man legt nun die Platte genau wie bei der Aufnahme in die beiderseits geoffnete Kassette, wahrend vor das Objektiv in moglichst geringem Abstand eine Blende gesetzt wird, welche ein kleines, genau zentrisch liegendes Loch hat Der Durchmesser des Loches ist so zu bemessen, daß es vom Kassettenende aus als deutlich sichtbarer Lichtpunkt erscheint Gleichzeitig mit der Blende erblickt das von hinten auf die Platte schauende Auge das von der Glasseite der Platte erzeugte Spiegelbild der Augenpupille Durch seitliches Verschieben des Auges ist jetzt dies Spiegelbild mit dem Blendenloch scheinbar zur Deckung zu bringen Dann liegen die drei Punkte Augenpupille, deren Spiegelbild und Blendenloch auf einer Geraden, die auf der Platte senkrecht steht, also durch den Tangentialpunkt gehen muß Die betreffende Stelle der Platte wird nun in geeigneter Weise, z B durch einen Tintenpunkt, markiert Beim Ausmessen der Platte ist diese Marke mitzumessen, womit p und q bekannt sind Wegen mancher Fehlerquellen[4] laßt sich der Tangentialpunkt nach der OLSSONschen Methode nur bei Plattenfeldern bis zu etwa 2°×2° hinreichend sicher bestimmen

---

[1] ZURHELLEN, Darlegung u Kritik usw , S 71 (1904), A N 146, S 137 (1898)

[2] A KONIG u O HECKMANN, Untersuchung des vierlinsigen Objektivs usw V J S 63, S 279 (1928)

[3] Yale Obs Transactions 4, S 5 (1925)

[4] ZURHELLEN, l c S 73, vgl auch A N 179, S 309 (1908)

Höhere Genauigkeit (für Felder von $5°\times 5°$ und mehr ausreichend) liefert eine von KÜSTNER für die photographische Wiederbeobachtung des A. G.-Kataloges eingeführte Modifikation des OLSSONschen Verfahrens. Hierbei wird das Auge durch ein mit Okularschraubenmikrometer ausgerüstetes Fernrohr ersetzt, welches direkt die Ränder der Objektivfassung anvisiert. Ferner wird der Tangentialpunkt nicht von Hand, sondern indirekt mittels einer mechanischen Vorrichtung markiert[1]. SCHLESINGER[2] ist bei der Reduktion der von ihm neu beobachteten Teile des A. G.-Kataloges in ganz ähnlicher Weise vorgegangen.

Die rechnerische Ableitung von p und q aus den Anhaltsternen ist in Ziff. 21 behandelt. Um sichere Resultate zu erhalten, ist bei dieser Methode, wie hier schon vorweggenommen werden soll, eine große Zahl von Anhaltsternen mit genau bekannten Örtern notwendig, wodurch die praktische Anwendung beschränkt wird.

Abb. 5. Bestimmung von p und q durch „Streckenverschiebung". T = angenommener Tangentialpunkt. $a_1 b_1$ = erste Aufnahme, $a_2 b_2$ = zweite Aufnahme der Sternstrecke ab. a_2, T, b_1 müssen in Wirklichkeit dicht beieinander liegen und sind nur der Übersichtlichkeit halber weit getrennt gezeichnet.

Das dritte Verfahren ist von Anhaltsternen völlig unabhängig, es erfordert jedoch ad hoc hergestellte Aufnahmen, welche folgendermaßen anzuordnen sind: Zwei Sterne a und b von nahezu gleicher A. R. und einer Deklinationsdifferenz, die wenig kleiner als die halbe Plattenseite ist, seien zweimal auf dieselbe Platte derart aufgenommen, daß bei der einen Aufnahme Stern b, bei der zweiten Stern a möglichst in die Nähe des angenommenen Tangentialpunkts fällt. Es entsteht die in Abb. 5 schematisch dargestellte Anordnung. Sind s_1 und s_2 die aus den beiden Aufnahmen folgenden und auf die Sphäre reduzierten Längen der Sternstrecke $\overline{ab}$, s_0 die vom Einfluß einer etwa bestehenden Plattenneigung freie Streckenlänge, so gilt nach (20)

$$s_0 = s_1 + (y_{a1}^2 - y_{b1}^2)\,q = s_2 + (y_{a2}^2 - y_{b2}^2)\,q\,, \tag{21}$$

wenn die Koordinaten gemäß den Bezeichnungen in Abb. 5 durch Indizes unterschieden werden. Es ist nun, wenn die beiden Aufnahmen annähernd symmetrisch zu dem angenommenen Tangentialpunkt liegen, zulässig, für y_{a1} und y_{b2} einen gemeinsamen Näherungswert y einzusetzen, ferner die Quadrate der als klein vorausgesetzten Koordinaten y_{a2} und y_{b1} zu vernachlässigen. Dann folgt aus (21) die Bestimmungsgleichung für q

$$2y^2 q = s_2 - s_1\,.$$

Die Größen y, s_1 und s_2 lassen sich aus den auf der Platte gemessenen Ordinaten sofort berechnen. Zur Verwandlung in Bogensekunden genügt stets ein genäherter, aus der Brennweite abzuleitender Skalenwert, die Reduktion der „tangential" gemessenen Strecken auf die Sphäre geschieht sehr einfach mit Hilfe der Werte τ (Tafel 1, Anhang I). Ein besonderer Vorzug dieser Methode ist, daß man ohne die Kenntnis der Sternörter auskommt und daß die Platte nur in einer Koordinatenrichtung vermessen zu werden braucht. Schwierigkeiten bereitet lediglich die Auswahl geeigneter Sternpaare. Hierin ist man besonders bei der Bestimmung von p, für die analog in der x-Richtung angeordnete Aufnahmen erforderlich sind, oft behindert, denn hier tritt als beschränkende Bedingung

[1] A. KÖNIG u. O. HECKMANN, Untersuchung des vierlinsigen Objektivs usw. V. J. S. 63, S. 279 (1928).
[2] Yale Obs. Transactions 4, S. 5 (1925).

noch hinzu, daß die Sterne nahe am Himmelsäquator liegen müssen, da andernfalls die „Streckenverschiebung" nicht auf einem größten Kreis erfolgt[1].

Zur Bestimmung des Tangentialpunkts auf der einzelnen Platte kommt die Streckenverschiebungsmethode naturgemäß nicht in Frage, ist aber zur Kontrolle der anderweitig bestimmten Werte von p und q wertvoll. Dies gilt besonders bei drei- und vierlinsigen Objektiven, wo eine Plattenneigung durch Zentrierfehler vorgetäuscht werden kann. Es handelt sich dabei selbstverständlich nicht um eine reelle Verlagerung des Tangentialpunkts, sondern um einen Abbildungsfehler, welcher durch Gleichungen von der Form (20) darstellbar oder wenigstens gut approximierbar ist.

Das Streckenverschiebungsverfahren kann übrigens prinzipiell zur Bestimmung eines jeden nicht mit den Koordinaten linear verlaufenden Bildfehlers dienen. Z. B. läßt sich die Verzeichnung auf diesem Wege bestimmen[2].

β) Sphärische Verbesserungen.

14. Allgemeines über die photographische Refraktion. Den Betrag der photographischen Refraktion erhält man nach den Untersuchungen von WILSING[3] und HENRY[4] aus dem der visuellen durch Multiplikation mit einem konstanten Faktor $\varkappa$, als dessen zur Zeit besten Wert man das Mittel aus den genannten beiden Bestimmungen, nämlich $\varkappa = 1{,}0155$, annehmen kann. Die photographische Refraktion läßt sich also, ebenso wie die visuelle, sowohl als Funktion der scheinbaren Zenitdistanz (z), wie auch der wahren (ζ) darstellen. Ist $\Delta z = \zeta - z$ der Gesamtbetrag der Refraktion, so gilt hiernach

$$\Delta z = \beta \operatorname{tg} \zeta = b \operatorname{tg} z.$$

Die Koeffizienten β und b sind mit der Zenitdistanz schwach veränderlich. In größeren Zenitdistanzen muß diese Veränderung auch innerhalb des Plattenfeldes berücksichtigt werden. ZURHELLEN[5], dem wir die bisher vollständigste Entwicklung der Refraktionsformeln verdanken, setzt zu diesem Zweck

$$\beta = \beta_0 + \beta' \operatorname{tg}^2 \zeta \quad \text{und entsprechend} \quad b = b_0 + b' \operatorname{tg}^2 z,$$

d. h. er vernachlässigt in der Reihenentwicklung der Refraktion nach Potenzen von $\operatorname{tg} z$ die Glieder 5. und höherer Ordnung und weist nach, daß bei Plattenfeldern von $2° \times 2°$ und Zenitdistanzen $\leqq 73°$ der Fehler dieses Ansatzes unter $0'',04$ bleibt. Für größere Plattenfelder kann der maximale Einfluß der vernachlässigten Glieder nebenstehender Übersicht[6] entnommen werden, in welcher z die Zenitdistanz des Plattenzentrums bedeutet.

z	Plattenfeld			
	2°×2°	5°×5°	7°×7°	10°×10°
65°	—	0″,02	0″,02	0″,05
66	—	0,03	0,03	0,07
67	—	0,03	0,05	0,09
68	—	0,03	0,06	0,12
69	0″,01	0,04	0,08	0,17
70	0,02	0,05	0,11	0,26
71	0,03	0,08	0,16	—
72	0,03	0,11	0,23	—
73	0,04	0,17	—	—

Da die Refraktion in Richtung der Zenitdistanz wirkt, so liegt es nahe, zur Ableitung der Refraktionsformeln tangentiale Koordinaten einzuführen, bei denen die Y-Achse zum Zenit gerichtet ist, die also aus den „normalen" Tangentialkoordinaten (nach der Definition in Ziff. 7) durch Drehung um den parallaktischen Winkel am Tangential-

[1] Über die Behandlung solcher Fälle vgl. V. J. S. 63, S. 289 (1928).
[2] V. J. S. 63, S. 291 (1928).
[3] A. N. 145, S. 273 (1898).
[4] Bull. Carte du Ciel 1, S. 464.
[5] Darlegung und Kritik usw., S. 7 (1904).
[6] Die Zahlenwerte sind erhalten aus den von DE BALL [Lehrbuch der sphärischen Astronomie, S. 219 (1912)] gegebenen Konstanten (A_2) und (A_3), umgerechnet auf photographische Refraktion mit $\varkappa = 1{,}0155$.

punkt hervorgehen. Verschiedene Autoren[1–4] haben nicht nur in verschiedenen Tangentialebenen, sondern auch auf der Sphäre rechtwinklige Koordinaten eingeführt in Analogie zu den in der Geodäsie üblichen SOLDNERschen Koordinaten. Einfacher und durchsichtiger ist ein zuerst von TURNER[5] zur Ableitung der Refraktionsformeln beschrittener Weg, welcher sphärische Koordinaten vermeidet und dafür Tangentialkoordinaten, bezogen auf das Zenit als Nullpunkt, benutzt. Die TURNERschen Formeln sind jedoch, wie ZURHELLEN[6] nachgewiesen hat, infolge eines grundsätzlichen Irrtums unrichtig. Neuerdings hat HECKMANN[7] unabhängig von TURNER eine strenge Entwicklung der Refraktionsformeln gegeben, ebenfalls unter Benutzung rechtwinkliger Koordinaten in einer im Zenit tangierenden Ebene.

Im folgenden gehen wir, dem HECKMANNschen Gedankengang uns anschließend, von den zenital orientierten, scheinbaren und auf den scheinbaren Tangentialpunkt bezogenen Koordinaten aus und transformieren sie in die auf das Zenit bezogenen Koordinaten. Diese befreien wir von Refraktion, was hier deswegen besonders einfach ist, weil die Refraktion zum Zenit radialsymmetrisch verläuft. Die so erhaltenen wahren Koordinaten transformieren wir rückwärts auf den wahren Tangentialpunkt. Endlich gehen wir von diesen zenital orientierten auf normale, zum Pol orientierte Koordinaten („polare“ Koordinaten) über.

Als gegeben sind hierbei zu betrachten die scheinbaren polaren Tangentialkoordinaten und der wahre Ort des Tangentialpunktes, als aus den Aufnahmedaten (Deklination, Stundenwinkel und Sternzeit) folgend. Gesucht sind die wahren polaren Tangentialkoordinaten. Der mathematische Zusammenhang zwischen gegebenen und gesuchten Größen ist so kompliziert, daß an eine strenge Behandlung des Problems nicht gedacht werden kann. Die endgültigen, numerisch anzuwendenden Gleichungen müssen also in Reihen entwickelt werden, es ist daher festzusetzen, welche Glieder mitzunehmen und welche zu vernachlässigen sind. Bezeichnet K allgemein eine Koordinate auf der Platte, so sollen mitgeführt werden die Glieder von der Ordnung

$$\beta K, \quad \beta K^2, \quad \beta K^3, \quad \beta' K,$$

alle übrigen aber, also z. B. die Glieder von der Ordnung $\beta^2 K$, $\beta' K^2$, $\beta\beta' K$ usw., entfallen. Von diesen sind im allgemeinen am stärksten $\beta^2 K$ und $\beta' K^2$, sie sind in den ZURHELLENschen[8] Entwicklungen mitgeführt und dort zu entnehmen, falls sie ausnahmsweise gebraucht werden sollten.

Bei der Ableitung der Refraktionsformeln werden folgende Bezeichnungen benutzt:

	Wahr	Scheinbar
Zenitdistanz des Sterns	$\zeta_1 = z_1 + \Delta z_1$	$z_1 = \zeta_1 - \Delta z_1$
„ „ Tangentialpunkts	$\zeta = z + \Delta z$	$z = \zeta - \Delta z$
Parallaktischer Winkel am Tangentialpunkt	χ	k
Refraktionskoeffizient für den Stern	β_1	b_1
„ „ „ Tangentialpunkt	β	b
Polare Tangentialkoordinaten des Sterns	$\xi = x + \Delta x$	x
	$\eta = y + \Delta y$	y
Zenitale „ „ „	$u + \Delta u$	u
	$v + \Delta v$	v
Auf das Zenit bezogene Tangentialkoordinaten des Sterns	$U + \Delta U$	U
	$V + \Delta V$	V

[1] HENRY, Bull Carte du Ciel 2, S 303. [2] BAILLAUD, Bull Carte du Ciel 3, S 40 (1902).
[3] ZURHELLEN, Darlegung und Kritik usw., S 3 (1904).
[4] RAYET, Ann Obs Bordeaux 9 (1900). [5] M N 57, S 133 (1897).
[6] ZURHELLEN, l c S 33.
[7] Nachr Ges Wiss Göttingen Math-Phys Kl (1932), Fachgr I, Nr 34, zugleich Veröff Univ-Sternw Göttingen H 30.
[8] l c S 23.

Um Mißverstandnisse auszuschließen, sei nochmals betont, daß die Systeme $\xi = x + \Delta x$, $\eta = y + \Delta y$ und $u + \Delta u$, $v + \Delta v$ den wahren, dagegen x, y und u, v den scheinbaren Tangentialpunkt zum Ursprung haben Orientiert seien $u + \Delta u$, $v + \Delta v$ und u, v zum Zenit, dagegen ξ, η und u, v zum wahren Pol Ferner werde uber die Orientierung der Achsen des Systems U, V festgesetzt, daß die V-Achse denselben, durch den Tangentialpunkt gehenden Hohenkreis beruhre, wie die v-Achse, und daß die U-Achse der u-Achse parallel und gleichgerichtet sei

Zwischen den obigen Großen bestehen nach dem vorhergehenden folgende fundamentale Beziehungen

$$\left.\begin{aligned} \zeta - z &= \Delta z = \beta \operatorname{tg}\zeta = b \operatorname{tg} z, \\ \zeta_1 - z_1 &= \Delta z_1 = \beta_1 \operatorname{tg}\zeta_1 = b_1 \operatorname{tg} z_1, \end{aligned}\right\} \tag{22}$$

$$\left.\begin{aligned} \beta &= \beta_0 + \beta' \operatorname{tg}^2\zeta, \\ \beta_1 &= \beta_0 + \beta' \operatorname{tg}^2\zeta_1. \end{aligned}\right\} \tag{23}$$

Die gesuchten Großen sind Δx und Δy, sie sollen in den endgultigen Formeln lediglich durch $x, y, \beta, \beta', \zeta, \chi$ ausgedruckt erscheinen

15 Ableitung der Refraktionsformeln Wir betrachten zunachst die tangentialen Koordinatensysteme U, V und u, v Zwischen diesen bestehen Gleichungen von der Form (4) und (4'), und das Schema der Richtungskosinus lautet hier

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos z & -\sin z \\ 0 & \sin z & \cos z \end{pmatrix}.$$

Es entstehen also die Formeln

$$\left.\begin{aligned} U &= \frac{u}{v \sin z + \cos z}, \\ V &= \frac{v \cos z - \sin z}{v \sin z + \cos z}, \end{aligned}\right\} \tag{24} \qquad \left.\begin{aligned} u &= \frac{U}{\cos z - V \sin z}, \\ v &= \frac{\sin z + V \cos z}{\cos z - V \sin z} \end{aligned}\right\} \tag{24'}$$

Analog ergibt sich

$$\left.\begin{aligned} U + \Delta U &= \frac{u + \Delta u}{(v + \Delta v)\sin\zeta + \cos\zeta}, \\ V + \Delta V &= \frac{(v + \Delta v)\cos\zeta - \sin\zeta}{(v + \Delta v)\sin\zeta + \cos\zeta}, \end{aligned}\right\} \tag{25} \qquad \left.\begin{aligned} u + \Delta u &= \frac{U + \Delta U}{\cos\zeta - (V + \Delta V)\sin\zeta}, \\ v + \Delta v &= \frac{\sin\zeta + (V + \Delta V)\cos\zeta}{\cos\zeta - (V + \Delta V)\sin\zeta}. \end{aligned}\right\} \tag{25'}$$

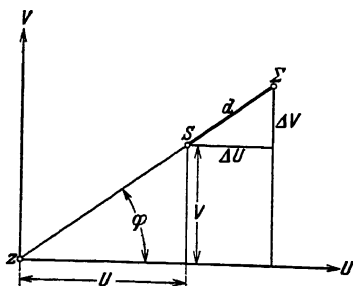



Abb 6 Wirkung der Refraktion in einer im Zenit Z beruhrenden Ebene Σ = Projektion des wahren, S = Projektion des scheinbaren Sternorts

Um nun einen Ausdruck fur ΔU und ΔV zu erhalten, betrachten wir Abb 6, welche die Verhaltnisse in der am Zenit beruhrenden Ebene (der UV-Ebene) veranschaulicht Mit den angegebenen Bezeichnungen gilt

$$Z\Sigma = \operatorname{tg}\zeta_1,$$

Also

$$ZS = \operatorname{tg} z_1 = \sqrt{U^2 + V^2} \tag{26}$$

$$d = \Sigma S = Z\Sigma - ZS = \operatorname{tg}\zeta_1 - \operatorname{tg} z_1. \tag{27}$$

Ferner

$$\left.\begin{aligned} \Delta U &= d \cos\varphi, \\ \Delta V &= d \sin\varphi \end{aligned}\right\} \tag{28}$$

Weiter folgt aus $\operatorname{tg}\varphi = \frac{V}{U}$ nach bekannten goniometrischen Identitäten und nach (26)

$$\left.\begin{aligned} \cos\varphi &= \frac{U}{\sqrt{U^2+V^2}} = \frac{U}{\operatorname{tg} z_1}, \\ \sin\varphi &= \frac{V}{\sqrt{U^2+V^2}} = \frac{V}{\operatorname{tg} z_1} \end{aligned}\right\} \tag{29}$$

Wir führen (27) und (29) in (28) ein und erhalten, wenn zur Abkürzung noch

$$\varrho = \frac{\operatorname{tg}\zeta_1 - \operatorname{tg} z_1}{\operatorname{tg} z_1} \tag{30}$$

gesetzt wird, die Ausdrücke

$$\left.\begin{aligned} \Delta U &= \varrho U, \\ \Delta V &= \varrho V \end{aligned}\right\} \tag{31}$$

Mit diesen Werten schreiben sich die Gleichungen (25′)

$$u + \Delta u = \frac{U(1+\varrho)}{\cos\zeta - V\sin\zeta(1+\varrho)},$$

$$v + \Delta v = \frac{\sin\zeta + V\cos\zeta(1+\varrho)}{\cos\zeta - V\sin\zeta(1+\varrho)}$$

Hierin ersetzen wir U, V durch die Werte (24) und erhalten

$$u + \Delta u = \frac{\dfrac{u(1+\varrho)}{v\sin z + \cos z}}{\cos\zeta - \dfrac{v\cos z - \sin z}{v\sin z + \cos z}\sin\zeta(1+\varrho)},$$

$$v + \Delta v = \frac{\sin\zeta + \dfrac{v\cos z - \sin z}{v\sin z + \cos z}\cos\zeta(1+\varrho)}{\cos\zeta - \dfrac{v\cos z - \sin z}{v\sin z + \cos z}\sin\zeta(1+\varrho)}$$

oder nach passender Umformung

$$\left.\begin{aligned} u + \Delta u &= \frac{u\sec z\sec\zeta(1+\varrho)}{1 + v\operatorname{tg} z - (v - \operatorname{tg} z)\operatorname{tg}\zeta(1+\varrho)}, \\ v + \Delta v &= \frac{(1 + v\operatorname{tg} z)\operatorname{tg}\zeta + (v - \operatorname{tg} z)(1+\varrho)}{1 + v\operatorname{tg} z - (v - \operatorname{tg} z)\operatorname{tg}\zeta(1+\varrho)} \end{aligned}\right\} \tag{32}$$

In diesen völlig strengen Gleichungen ist nun z und ϱ durch ζ, β und β' auszudrücken. Nach (22) ist

$$z = \zeta - \beta\operatorname{tg}\zeta$$

Da wir β^2 vernachlässigen, so folgt

$$\operatorname{tg} z = \operatorname{tg}\zeta - \beta\operatorname{tg}\zeta\frac{d\operatorname{tg}\zeta}{d\zeta} = \operatorname{tg}\zeta - \beta\operatorname{tg}\zeta\sec^2\zeta,$$

$$\sec z = \sec\zeta - \beta\operatorname{tg}\zeta\frac{d\sec\zeta}{d\zeta} = \sec\zeta - \beta\operatorname{tg}^2\zeta\sec\zeta$$

Hiermit gehen die Formeln (32) über in

$$u + \Delta u = \frac{u(\sec^2\zeta - \beta\operatorname{tg}^2\zeta\sec^2\zeta)(1+\varrho)}{1 + v\operatorname{tg}\zeta - \beta v\operatorname{tg}\zeta\sec^2\zeta - (v - \operatorname{tg}\zeta + \beta\operatorname{tg}\zeta\sec^2\zeta)\operatorname{tg}\zeta(1+\varrho)},$$

$$v + \Delta v = \frac{(1 + v\operatorname{tg}\zeta - \beta v\operatorname{tg}\zeta\sec^2\zeta)\operatorname{tg}\zeta + (v - \operatorname{tg}\zeta + \beta\operatorname{tg}\zeta\sec^2\zeta)(1+\varrho)}{1 + v\operatorname{tg}\zeta - \beta v\operatorname{tg}\zeta\sec^2\zeta - (v - \operatorname{tg}\zeta + \beta\operatorname{tg}\zeta\sec^2\zeta)\operatorname{tg}\zeta(1+\varrho)}.$$

Da gemäß (30) ϱ von der Größenordnung β ist, also $\varrho\beta$ vernachlässigt werden kann, so lassen sich diese Gleichungen nach Beseitigung der Klammern umformen zu

$$u + \Delta u = \frac{u - \beta u \operatorname{tg}^2\zeta + \varrho u}{1 - \beta v \operatorname{tg}\zeta - \beta \operatorname{tg}^2\zeta - \varrho v \sin\zeta\cos\zeta + \varrho\sin^2\zeta},$$

$$v + \Delta v = \frac{v - \beta v \operatorname{tg}^2\zeta + \beta\operatorname{tg}\zeta + \varrho v\cos^2\zeta - \varrho\sin\zeta\cos\zeta}{1 - \beta v \operatorname{tg}\zeta - \beta \operatorname{tg}^2\zeta - \varrho v \sin\zeta\cos\zeta + \varrho\sin^2\zeta}.$$

Hierauf wenden wir, um die Nenner zu beseitigen, die Formel an

$$\frac{1}{1+\varepsilon} = 1 - \varepsilon + \cdots.$$

Mehr Glieder sind nicht nötig, da β^2 und $\varrho\beta$ entfallen. Es entsteht

$$\left.\begin{aligned} \Delta u &= \varrho u\cos^2\zeta + \beta u v \operatorname{tg}\zeta + \varrho u v\sin\zeta\cos\zeta, \\ \Delta v &= \varrho v(\cos^2\zeta - \sin^2\zeta) + \varrho v^2\sin\zeta\cos\zeta + \beta v^2\operatorname{tg}\zeta + \beta\operatorname{tg}\zeta - \varrho\sin\zeta\cos\zeta. \end{aligned}\right\} \quad (33)$$

Es erübrigt noch die Umformung von ϱ zu einem Ausdruck, welcher nur ζ, β, β' und die Koordinaten u, v enthält. Nach (30) gilt

$$\varrho \operatorname{tg} z_1 = \operatorname{tg}\zeta_1 - \operatorname{tg} z_1 = \operatorname{tg}(z_1 + \Delta z_1) - \operatorname{tg} z_1. \quad (34)$$

Nun ist aber $\Delta z_1 = b_1 \operatorname{tg} z_1$, also wird mit Vernachlässigung von b_1^2 (b, b_1, β, β_1 sind von gleicher Größenordnung)

$$\operatorname{tg}(z_1 + \Delta z_1) = \operatorname{tg} z_1 + b_1 \operatorname{tg} z_1 \sec^2 z_1.$$

Demnach folgt aus (34)

$$\varrho = b_1 \sec^2 z_1. \quad (35)$$

Zwischen b_1 und β_1 besteht nach (22) die Gleichung

$$b_1 = \frac{\operatorname{tg}\zeta_1}{\operatorname{tg} z_1}\beta_1.$$

Da sich ζ_1 und z_1 um Größen von der Ordnung β unterscheiden, so ist

$$b_1 = \beta_1 + \text{Glieder in } \beta^2.$$

Wir können also in (35) b_1 ohne weiteres durch β_1 ersetzen, womit sich ergibt

$$\varrho = \beta_1 \sec^2 z_1. \quad (36)$$

Aus (23) folgt nun

$$\beta_1 = \beta_0 + \beta' \operatorname{tg}^2\zeta_1,$$
$$\beta = \beta_0 + \beta' \operatorname{tg}^2\zeta.$$

Also

$$\beta_1 = \beta + \beta'(\operatorname{tg}^2\zeta_1 - \operatorname{tg}^2\zeta). \quad (37)$$

Um auch z_1 zu eliminieren, benutzen wir (26) und erhalten

$$\sec^2 z_1 = 1 + \operatorname{tg}^2 z_1 = 1 + U^2 + V^2.$$

Nach (24) entsteht hieraus bei passender Umformung

$$\sec^2 z_1 = \frac{\sec^2 z + u^2\sec^2 z + v^2\sec^2 z}{1 + 2v\operatorname{tg} z + v^2\operatorname{tg}^2 z}.$$

Wieder entwickeln wir den Nenner in eine Reihe, müssen jetzt aber bis zu Gliedern 3. Ordnung gehen, um βK^3 mitzuführen. Es ergibt sich

$$\sec^2 z_1 = \sec^2 z[1 - 2v\operatorname{tg} z + u^2 + v^2(1 + 3\operatorname{tg}^2 z) - 2u^2 v\operatorname{tg} z - 2v^3\operatorname{tg} z(1 + 2\operatorname{tg}^2 z)]. \quad (38)$$

Analog gilt für die in (37) auftretende Differenz $\operatorname{tg}^2\zeta_1 - \operatorname{tg}^2\zeta$ mit der hier statthaften Vernachlässigung der höheren Glieder

$$\operatorname{tg}^2\zeta_1 - \operatorname{tg}^2\zeta = \sec^2\zeta_1 - \sec^2\zeta = -2(v + \Delta v)\operatorname{tg}\zeta\sec^2\zeta$$

Δv enthält in allen Gliedern β oder ϱ, kann folglich in dem Koeffizienten von β' fortfallen, womit (37) übergeht in

$$\beta_1 = \beta - 2\beta' v\operatorname{tg}\zeta\sec^2\zeta$$

Wenn schließlich dieser Wert zugleich mit (38) in (36) eingesetzt wird, so kann — immer unter den bekannten Vernachlässigungen — überall z durch ζ ersetzt werden, und es folgt

$$\varrho = \beta\sec^2\zeta\,[1 - 2v\operatorname{tg}\zeta + u^2 + v^2(1 + 3\operatorname{tg}^2\zeta) - 2u^2v\operatorname{tg}\zeta - 2v^3\operatorname{tg}\zeta(1 + 2\operatorname{tg}^2\zeta)] \\ - 2\beta' v\operatorname{tg}\zeta\sec^4\zeta$$

Mit diesem Ausdruck entstehen nun aus (33) die Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} \Delta u &= \beta u + \beta u^3 + \beta u v^2\sec^2\zeta, \\ \Delta v &= \beta v\sec^2\zeta - \beta u^2\operatorname{tg}\zeta - \beta v^2\operatorname{tg}\zeta\sec^2\zeta + \beta u^2 v\sec^2\zeta \\ &\quad + \beta v^3\sec^4\zeta + 2\beta' v\operatorname{tg}^2\zeta\sec^2\zeta \end{aligned}\right\} \quad (39)$$

Als letzter Schritt steht noch die Transformation von $u, v, \Delta u, \Delta v$ in $x, y, \Delta x$ und Δy aus Das System u, v geht über in x, y durch Drehung um den scheinbaren parallaktischen Winkel k, entsprechend erfordert der Übergang von $u + \Delta u, v + \Delta v$ in $x + \Delta x, y + \Delta y$ eine Drehung um den wahren parallaktischen Winkel χ Folgende Gleichungen gelten also in aller Strenge

$$\left.\begin{aligned} x + \Delta x &= (u + \Delta u)\cos\chi + (v + \Delta v)\sin\chi, \\ y + \Delta y &= -(u + \Delta u)\sin\chi + (v + \Delta v)\cos\chi, \end{aligned}\right\} \quad (40)$$

$$\left.\begin{aligned} x &= u\cos k + v\sin k, \\ y &= -u\sin k + v\cos k, \end{aligned}\right\} \quad (41)$$

$$\left.\begin{aligned} u &= x\cos k - y\sin k, \\ v &= x\sin k + y\cos k, \end{aligned}\right\} \quad (42)$$

$$u^2 + v^2 = x^2 + y^2 \quad (43)$$

Abb 7 Zur Transformation von $u, v, \Delta u, \Delta v$ in $x, y, \Delta x, \Delta y$ Berechnung der Hilfsgrößen $k_1 \ldots k_4$ (Ziff 16) P = Himmelspol, Z = Zenit, T = wahrer Tangentialpunkt

Da in die endgültigen Ausdrücke nur die vom wahren Ort des Tangentialpunktes abhängenden Größen eingehen sollen, so muß in den vorstehenden Gleichungen k auf χ zurückgeführt werden Da β^2 vernachlässigt wird, so gelingt dies durch einfache Differentiation folgender Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} \sin\mathfrak{D} &= \sin\varphi\cos\zeta - \cos\varphi\sin\zeta\cos A, \\ \cos\mathfrak{D}\sin\chi &= \cos\varphi\sin A, \\ \cos\mathfrak{D}\cos\chi &= \sin\varphi\sin\zeta + \cos\varphi\cos\zeta\cos A, \end{aligned}\right\} \quad (44)$$

welche sich aus Abb 7 durch Anwendung der Grundformeln der sphärischen Trigonometrie ergeben Veränderlich sind ζ, χ und $\mathfrak{D}$ Wir differenzieren zuerst die erste der Gleichungen (44) und erhalten unter Beachtung der dritten

$$d\mathfrak{D} = -\cos\chi\, d\zeta$$

Weiter liefert die Differentiation der zweiten Formel (44)

$$d\chi = \operatorname{tg}\mathfrak{D}\operatorname{tg}\chi\, d\mathfrak{D}$$

Durch Elimination von $d\mathfrak{D}$ folgt hieraus

$$d\chi = -\operatorname{tg}\mathfrak{D} \sin\chi \, d\zeta \tag{45}$$

Verstehen wir jetzt unter $d\chi$, $d\zeta$ die Änderungen von χ bzw ζ beim Übergang vom wahren auf das scheinbare Plattenzentrum, so ist zu setzen

$$k = \chi + d\chi,$$
$$d\zeta = -\beta \operatorname{tg}\zeta,$$

da ja die Zenitdistanz verkleinert wird. Hiermit entsteht aus (45)

$$d\chi = \beta \operatorname{tg}\mathfrak{D} \operatorname{tg}\zeta \sin\chi$$

Dieser Wert liefert nun, in die Gleichungen

$$\cos k = \cos\chi - \sin\chi \, d\chi,$$
$$\sin k = \sin\chi + \cos\chi \, d\chi$$

eingesetzt, folgende Beziehungen zwischen χ und k

$$\cos k = \cos\chi - \beta \operatorname{tg}\mathfrak{D} \operatorname{tg}\zeta \sin^2\chi,$$
$$\sin k = \sin\chi + \beta \operatorname{tg}\mathfrak{D} \operatorname{tg}\zeta \sin\chi \cos\chi$$

Werden diese Ausdrucke in die Formeln (41) eingeführt, so folgt

$$x = u\cos\chi + v\sin\chi + \beta \operatorname{tg}\mathfrak{D} \operatorname{tg}\zeta \sin\chi(-u\sin\chi + v\cos\chi),$$
$$y = -u\sin\chi + v\cos\chi - \beta \operatorname{tg}\mathfrak{D} \operatorname{tg}\zeta \sin\chi(u\cos\chi + v\sin\chi)$$

In den Klammern kann nun — wieder unter Vernachlässigung von β^2 — χ mit k vertauscht werden, wodurch die Klammern in x bzw y übergehen

Die so vereinfachten Ausdrucke für x und y setzen wir in (40) ein und erhalten

$$\left.\begin{aligned} \Delta x &= \Delta u \cos\chi + \Delta v \sin\chi - \beta \operatorname{tg}\mathfrak{D} \operatorname{tg}\zeta \sin\chi \, y, \\ \Delta y &= -\Delta u \sin\chi + \Delta v \cos\chi + \beta \operatorname{tg}\mathfrak{D} \operatorname{tg}\zeta \sin\chi \, x \end{aligned}\right\} \tag{46}$$

Einer Zurückführung von k auf χ bedarf es in den Gleichungen (42) nicht, da diese zur Transformation der in (39) stets mit dem Koeffizienten β auftretenden u, v dienen Wir können also hier k einfach durch χ ersetzen und erhalten

$$\left.\begin{aligned} u &= x\cos\chi - y\sin\chi, \\ v &= x\sin\chi + y\cos\chi \end{aligned}\right\} \tag{47}$$

Der Übergang von zenitalen zu polaren Koordinaten vollzieht sich mit Hilfe der Gleichungen (46) und (47), zu denen noch (43) tritt, durch wenige Einsetzungen Um die einfache Gestalt der letztgenannten Formel auszunutzen, schreiben wir (39) in folgender Form

$$\left.\begin{aligned} \Delta u &= \beta u + \beta u(u^2 + v^2) + \beta u v^2 \operatorname{tg}^2\zeta, \\ \Delta v &= \beta v + \beta v \operatorname{tg}^2 - \beta \operatorname{tg}\zeta(u^2 + v^2) - \beta v^2 \operatorname{tg}^3\zeta + \beta \sec^2\zeta \, v(u^2 + v^2) \\ &\quad + \beta v^3 \sec^2\zeta \operatorname{tg}^2\zeta + 2\beta' v \operatorname{tg}^2\zeta \sec^2\zeta \end{aligned}\right\} \tag{39a}$$

Hieraus folgt nach (43) und (47)

$$\Delta u = \beta(x\cos\chi - y\sin\chi) + \beta(x\cos\chi - y\sin\chi)[x^2 + y^2 + (x\sin\chi + y\cos\chi)^2 \operatorname{tg}^2\zeta],$$
$$\begin{aligned} \Delta v &= \beta(x\sin\chi + y\cos\chi) + \beta(x\sin\chi + y\cos\chi)\operatorname{tg}^2\zeta - \beta(x^2 + y^2)\operatorname{tg}\zeta - \beta(x\sin\chi + y\cos\chi)^2 \operatorname{tg}^3\zeta \\ &\quad + \beta(x\sin\chi + y\cos\chi)(x^2 + y^2)(1 + \operatorname{tg}^2\zeta) + \beta(x\sin\chi + y\cos\chi)^3 \operatorname{tg}^2\zeta(1 + \operatorname{tg}^2\zeta) \\ &\quad + 2\beta'(x\sin\chi + y\cos\chi)\operatorname{tg}^2\zeta(1 + \operatorname{tg}^2\zeta) \end{aligned}$$

Die endgültigen Formeln ergeben sich jetzt durch Einführung dieser Ausdrücke in (46). Wir ordnen sofort nach Potenzen von x und y und erhalten nach passender Umformung

$$\left.\begin{aligned}
\Delta x &= \beta[(1+\mathrm{tg}^2\zeta\sin^2\chi)x + \mathrm{tg}\,\zeta\sin\chi\,(\mathrm{tg}\,\zeta\cos\chi - \mathrm{tg}\,\mathfrak{D})\,y] \\
&\quad -\beta[\mathrm{tg}\,\zeta\sin\chi\,(1+\mathrm{tg}^2\zeta\sin^2\chi)\,x^2 + 2\,\mathrm{tg}^3\zeta\sin^2\chi\cos\chi\,xy + \mathrm{tg}\,\zeta\sin\chi\,(1+\mathrm{tg}^2\zeta\cos^2\chi)\,y^2] \\
&\quad +\beta\left\{\begin{aligned}&(1+2\,\mathrm{tg}^2\zeta\sin^2\chi + \mathrm{tg}^4\zeta\sin^4\chi)\,x^3 + 3\,\mathrm{tg}^2\zeta\sin\chi\cos\chi\,(1+\mathrm{tg}^2\zeta\sin^2\chi)\,x^2y \\ &+ (1+\mathrm{tg}^2\zeta + 3\,\mathrm{tg}^4\zeta\sin^2\chi\cos^2\chi)\,xy^2 + \mathrm{tg}^2\zeta\sin\chi\cos\chi\,(1+\mathrm{tg}^2\zeta\cos^2\chi)\,y^3\end{aligned}\right\} \\
&\quad +2\beta'\sec^2\zeta\,\mathrm{tg}\,\zeta\sin\chi\,(\mathrm{tg}\,\zeta\sin\chi\,x + \mathrm{tg}\,\zeta\cos\chi\,y)\,, \\
\Delta y &= \beta[\mathrm{tg}\,\zeta\sin\chi\,(\mathrm{tg}\,\zeta\cos\chi + \mathrm{tg}\,\mathfrak{D})\,x + (1+\mathrm{tg}^2\zeta\cos^2\chi)\,y] \\
&\quad -\beta[\mathrm{tg}\,\zeta\cos\chi\,(1+\mathrm{tg}^2\zeta\sin^2\chi)\,x^2 + 2\,\mathrm{tg}^3\zeta\sin\chi\cos^2\chi\,xy + \mathrm{tg}\,\zeta\cos\chi\,(1+\mathrm{tg}^2\zeta\cos^2\chi)\,y^2] \\
&\quad +\beta\left\{\begin{aligned}&\mathrm{tg}^2\zeta\sin\chi\cos\chi\,(1+\mathrm{tg}^2\zeta\sin^2\chi)\,x^3 + (1+\mathrm{tg}^2\zeta + 3\,\mathrm{tg}^4\zeta\sin^2\chi\cos^2\chi)\,x^2y \\ &+3\,\mathrm{tg}^2\zeta\sin\chi\cos\chi\,(1+\mathrm{tg}^2\zeta\cos^2\chi)\,xy^2 + (1+2\,\mathrm{tg}^2\zeta\cos^2\chi + \mathrm{tg}^4\zeta\cos^4\chi)\,y^3\end{aligned}\right\} \\
&\quad +2\beta'\sec^2\zeta\,\mathrm{tg}\,\zeta\cos\chi\,(\mathrm{tg}\,\zeta\sin\chi\,x + \mathrm{tg}\,\zeta\cos\chi\,y)
\end{aligned}\right\} \quad (48)$$

16. Numerische Berechnung der Refraktion. Restrefraktion. Um die soeben erhaltenen, recht unübersichtlichen Formeln der Refraktion zur numerischen Rechnung bequemer zu gestalten, empfiehlt ZURHELLEN[1] folgende Hilfsgrößen einzuführen

$$\left.\begin{aligned} k_1 &= \mathrm{tg}\,\zeta\sin\chi & k_3 &= 1 + k_1^2 \\ k_2 &= \mathrm{tg}\,\zeta\cos\chi & k_4 &= 1 + k_2^2 \end{aligned}\right\} \quad (49)$$

Hiermit gehen die Gleichungen (48) über in

$$\left.\begin{aligned}
\Delta x &= \beta k_3 x + \beta k_1(k_2 - \mathrm{tg}\,\mathfrak{D})\,y - \beta k_1 k_3 x^2 - 2\beta k_1^2 k_2 xy - \beta k_1 k_4 y^2 \\
&\quad + \beta k_3^2 x^3 + 3\beta k_1 k_2 k_3 x^2 y + \beta(k_3 k_4 + 2k_1^2 k_2^2)\,xy^2 + \beta k_1 k_2 k_4 y^3 \\
&\quad + 2\beta'(1 + k_1^2 + k_2^2)\,k_1(k_1 x + k_2 y)\,, \\
\Delta y &= \beta k_1(k_2 + \mathrm{tg}\,\mathfrak{D})\,x + \beta k_4 y - \beta k_2 k_3 x^2 - 2\beta k_1 k_2^2 xy - \beta k_2 k_4 y^2 \\
&\quad + \beta k_1 k_2 k_3 x^3 + \beta(k_3 k_4 + 2k_1^2 k_2^2)\,x^2 y + 3\beta k_1 k_2 k_4 xy^2 + \beta k_4^2 y^3 \\
&\quad + 2\beta'(1 + k_1^2 + k_2^2)\,k_2(k_1 x + k_2 y)
\end{aligned}\right\} \quad (50)$$

Die Berechnung von k_1, k_2 usw. geschieht am besten mit Hilfe der schon von BESSEL[2] benutzten N und n, definiert durch

$$\begin{aligned} \sin n\cos N &= \sin\varphi\,, \\ \sin n\sin N &= \cos\varphi\cos t\,, \\ \cos n &= \cos\varphi\sin t\,. \end{aligned}$$

Hiermit folgen aus den bekannten Formeln (vgl. Abb. 7)

$$\begin{aligned} \sin\zeta\sin\chi &= \cos\varphi\sin t\,, \\ \sin\zeta\cos\chi &= \sin\varphi\cos\mathfrak{D} - \cos\varphi\sin\mathfrak{D}\cos t\,, \\ \cos\zeta &= \sin\varphi\sin\mathfrak{D} + \cos\varphi\cos\mathfrak{D}\cos t \end{aligned}$$

für k_1 und k_2 die Werte

$$\left.\begin{aligned} k_1 &= \frac{\mathrm{cotg}\,n}{\sin(N+\mathfrak{D})}\,, \\ k_2 &= \mathrm{cotg}(N+\mathfrak{D}) \end{aligned}\right\} \quad (51)$$

[1] Darlegung u. Kritik usw., S. 23. [2] Astr. Unters. 1, S. 167 (9) (1841).

Auf den meisten Sternwarten werden sog „parallaktische" Tafeln vorliegen, welche fur die betreffende Polhohe mit dem Argument t die Werte N und $\log \operatorname{cotg} n$ (fur maschinelle Rechnung $\operatorname{cotg} n$ selbst) geben In diesem Fall ist die Rechnung nach (51) am bequemsten Wenn aber parallaktische Tafeln nicht vorhanden sind, so eliminiert man n aus (51) mit den Definitionsgleichungen von N und n und rechnet

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg} N &= \operatorname{cotg} \varphi \cos t, \\ k_1 &= \frac{\operatorname{tg} t \sin N}{\sin(N + \mathfrak{D})}, \\ k_2 &= \operatorname{cotg}(N + \mathfrak{D}). \end{aligned}\right\} \tag{52}$$

In beiden Fallen folgt weiter

$$\operatorname{tg} \chi = \frac{k_1}{k_2}, \qquad \operatorname{tg} \zeta = \frac{k_1}{\sin \chi} = \frac{k_2}{\cos \chi}$$

Nachdem ζ bekannt ist, entnimmt man β (bzw $\beta \sin 1'' = \mathfrak{B}$ oder $\beta \sin^2 1'' = \mathfrak{b}$) den Tafeln[1] des Anhangs II (vgl die Erlauterungen hierzu) unter Berucksichtigung der meteorologischen Daten Ferner ist zu setzen

$$\beta' = -0'',087$$

Wenn keine Tafeln der photographischen Refraktion zur Verfugung stehen oder ausnahmsweise die Zenitdistanz 70° uberschreitet, so bringt man an ζ die mittlere Refraktion an, berechnet mit dem so gefundenen z in ublicher Weise die visuelle Refraktion R_v und findet β aus

$$\beta = 1{,}0155 \frac{R_v}{\operatorname{tg} \zeta}$$

Sieht man von den quadratischen und kubischen Gliedern ab, so stellen die Refraktionsformeln eine lineare **nicht** orthogonale Transformation der gemessenen Koordinaten dar Die in Ziff 12 erwahnte Vereinfachung ist hier also nicht ohne weiteres anwendbar Wohl aber kann man nach einem Vorschlag von ZURHELLEN[2] und PINGSDORF[3] die linearen Glieder in einen orthogonalen Teil und einen nicht orthogonalen Rest, die sog **Restrefraktion**, spalten und den ersteren fortlassen Die Formeln (50) — ohne die quadratischen und kubischen Glieder — lassen sich namlich auf folgende Form bringen

$$\begin{aligned} \Delta x = {} & [\beta k_3 + 2\beta'(1 + k_1^2 + k_2^2)\, k_1^2]\, x - [\beta k_1 (k_2 + \operatorname{tg} \mathfrak{D}) + 2\beta'(1 + k_1^2 + k_2^2)\, k_1 k_2]\, y \\ & + 2\,[\beta + 2\beta'(1 + k_1^2 + k_2^2)]\, k_1 k_2\, y, \\ \Delta y = {} & [\beta k_1 (k_2 + \operatorname{tg} \mathfrak{D}) + 2\beta'(1 + k_1^2 + k_2^2)\, k_1 k_2]\, x + [\beta k_3 + 2\beta'(1 + k_1^2 + k_2^2)\, k_1^2]\, y \\ & + [\beta + 2\beta'(1 + k_1^2 + k_2^2)]\,(k_2^2 - k_1^2)\, y \end{aligned}$$

Die ersten zwei Glieder in diesen Gleichungen stellen nun eine lineare orthogonale Transformation dar, konnen also fortfallen Anzubringen sind nur die beiden letzten Glieder, so daß sich ergibt

$$\left.\begin{aligned} \Delta x &= 2\,[\beta + 2\beta'(1 + k_1^2 + k_2^2)]\, k_1 k_2\, y, \\ \Delta y &= [\beta + 2\beta'(1 + k_1^2 + k_2^2)]\,(k_2^2 - k_1^2)\, y. \end{aligned}\right\} \tag{53}$$

Diese Formeln der Restrefraktion sind naturlich notigenfalls durch die quadratischen und kubischen Glieder zu erganzen Wenn viele an demselben

---

[1] Weitere Tafeln der photogr Refraktion sind DE BALL, Refraktionstafeln, Tafel 11 Leipzig 1906, A KONIG, Photographische Refraktionstafel A N 236, S 81 (1929)

[2] Der Sternhaufen Messier 46 Veroff Sternw Bonn Nr 11, S 23 (1909)

[3] Der Sternhaufen in der Cassiopeia Messier 52 Inaug -Dissert Bonn 1909, S 27

Beobachtungsort aufgenommene Platten zu reduzieren sind, lohnt es sich, für die betreffende Polhöhe Spezialtafeln anzulegen, welche mit den Argumenten Deklination und Stundenwinkel sofort die vollständigen Koeffizienten der Restrefraktion, evtl auch der höheren Glieder liefern, so daß die jedesmalige Berechnung der verschiedenen Hilfsgrößen erspart wird[1] Die meteorologischen Daten werden in diesem Falle in gleicher Weise wie auch sonst mit den Tafeln 12—16 des Anhangs II (bei logarithmischer Rechnung mit den Tafeln 9, 10 und 11) berücksichtigt

Schließlich muß noch entschieden werden, für welchen Moment der Exposition die Refraktionsrechnung durchzuführen ist Die bequeme Näherung, hierfür die Mitte zu wählen, genügt nur bei kürzerer Aufnahmedauer Ausführlich ist diese Frage von SCHEINER[2] und ZURHELLEN[3] behandelt worden Der letztere kommt zu dem Ergebnis, daß man am besten die Konstanten für Anfang, Mitte und Ende der Aufnahme rechnet und zu einem Mittel vereinigt, wobei die Mitte das doppelte Gewicht erhält

Um für die praktische Durchführung der Rechnung rasch festzustellen, welche Glieder berücksichtigt werden müssen und welche entfallen können, ist es zweckmäßig, auf die für zenitale Koordinaten gültigen Gleichungen (39) zurückzugreifen Dies ist hier offensichtlich statthaft, denn wenn die Glieder einer bestimmten Ordnung (abgesehen von den linearen mit β, die stets in irgendeiner Form zu berücksichtigen sind) weder in u noch in v merklich sind, so können sie es auch nicht durch die Transformation in x und y werden In den folgenden Tabellen, in denen K ganz allgemein eine Koordinate auf der Platte bedeutet, sind gemäß (39) die Beträge des stärksten Gliedes einer jeden Ordnung für verschiedene Werte von K und ζ angegeben

Ordnung βK^2
Stärkstes Glied $\beta \operatorname{tg}\zeta \sec^2\zeta K^2$

ζ \ K	1°	2°	3°	4°	5°
0°	0″,00	0″,00	0″,00	0″,00	0″,00
5	0,00	0,01	0,01	0,02	0,04
10	0,00	0,01	0,03	0,05	0,08
15	0,01	0,02	0,05	0,08	0,13
20	0,01	0,03	0,07	0,12	0,18
25	0,01	0,04	0,09	0,16	0,25
30	0,01	0,05	0,12	0,22	0,34
35	0,02	0,07	0,17	0,30	0,46
40	0,03	0,10	0,23	0,41	0,63
45	0,04	0,14	0,32	0,57	0,89
50	0,05	0,20	0,46	0,82	1,28
55	0,08	0,29	0,69	1,23	1,92
60	0,12	0,49	1,10	1,96	3,06
65	0,21	0,85	1,91	3,39	5,30
70	0,41	1,65	3,72	6,60	10,32

Ordnung βK^3
Stärkstes Glied $\beta \sec^4\zeta K^3$

ζ \ K	1°	2°	3°	4°	5°
0°	0″,00	0″,00	0″,01	0″,02	0″,04
5	0,00	0,00	0,01	0,02	0,04
10	0,00	0,00	0,01	0,02	0,04
15	0,00	0,00	0,01	0,02	0,04
20	0,00	0,00	0,01	0,03	0,05
25	0,00	0,00	0,01	0,03	0,06
30	0,00	0,00	0,01	0,04	0,07
35	0,00	0,01	0,02	0,04	0,08
40	0,00	0,01	0,02	0,06	0,11
45	0,00	0,01	0,03	0,08	0,16
50	0,00	0,01	0,05	0,12	0,23
55	0,00	0,03	0,09	0,20	0,40
60	0,00	0,04	0,13	0,32	0,62
65	0,01	0,08	0,26	0,62	1,21
70	0,02	0,18	0,61	1,44	2,80

Ordnung $\beta' K$
Stärkstes Glied $2\beta' \operatorname{tg}^2\zeta \sec^2\zeta K$

ζ \ K	1°	2°	3°	4°	5°
45°	0″,01	0″,01	0″,02	0″,02	0″,03
50	0,01	0,02	0,03	0,03	0,05
55	0,02	0,04	0,06	0,08	0,09
60	0,04	0,07	0,11	0,15	0,18
65	0,08	0,16	0,23	0,31	0,39
70	0,20	0,39	0,59	0,78	0,98

Bei einem Plattenfeld von 4°×4° wäre z B $K_{max} \approx 3°$ (halbe Diagonale) zu setzen Damit folgt für $\zeta = 45°$ aus der ersten Tabelle 0″,32 als Maximalbetrag des stärksten Gliedes mit βK^2,

[1] Tafeln der Restrefraktion für die Bonner Sternwarte sind von KÜSTNER gerechnet und publiziert worden in Veröff Univ-Sternw Bonn Nr 14 (1920), Anhang

[2] Photographie der Gestirne, S 127 (1897) [3] Veroff Sternw Bonn Nr 11, S 24 (1909)

während sich für das kubische Glied 0″,03 und für das lineare Glied mit β' nur 0″,02 findet Können nun alle Korrektionen <0″,05 vernachlässigt werden, so wäre in diesem Fall in den Gleichungen (53) $\beta' = 0$ zu setzen, anderseits mußten aber von den höheren Gliedern der Formeln (50) die quadratischen hinzugefügt werden Ob von diesen Gliedern noch einige als unbedeutend zu vernachlässigen sind, muß die Berechnung der einzelnen Koeffizienten lehren

17. Aberration Bezeichnet h_1 den scheinbaren Abstand eines Sterns vom Apex der Erdbewegung und $\mathfrak{k} = 20''{,}47$ die Aberrationskonstante, so ist der wahre Apexabstand gegeben durch

$$\theta_1 = h_1 + \mathfrak{k} \sin h_1$$

Die Aberration befolgt also ein Gesetz, welches dem der Refraktion sehr ähnlich ist Daher lassen sich die Entwicklungen der Ziff 15 in weitem Umfange auf die Aberration übertragen, wenn an die Stelle des Zenits jetzt der Apex tritt und entsprechend unter u, v, U, V usw die nach dem Apex orientierten bzw auf diesen Ursprung bezogenen Koordinaten verstanden werden Es sind ferner zu ersetzen

ζ	durch	θ (= Apexabstand des wahren Tangentialpunkts)		$\beta \operatorname{tg} \zeta$	durch	$\mathfrak{k} \sin \theta$
ζ_1	,,	θ_1 (= ,, ,, ,, Sterns)		β	,,	$\mathfrak{k} \cos \theta$
z	,,	h (= ,, ,, scheinbaren Tangentialpunkts)		$b_1 \operatorname{tg} z_1$	,,	$\mathfrak{k} \sin h_1$
z_1	,,	h_1 (= ,, ,, ,, Sterns)		b_1	,,	$\mathfrak{k} \cos h_1$

Da $\mathfrak{k}$ nur etwa ein Drittel von β beträgt und außerdem das Aberrationsgesetz den Sinus an Stelle der bei der Refraktion auftretenden Tangente enthält, so sind die Glieder der Aberrationsformeln bedeutend kleiner als die entsprechenden der Refraktion Es sollen daher in den folgenden Entwicklungen die dritten Potenzen der Koordinaten vernachlässigt werden Glieder, welche denen mit β' bei der Refraktion entsprechen, treten offenbar nicht auf, da $\mathfrak{k}$ konstant ist

Wenn wir endlich in Analogie zu (30) eine Größe σ definieren durch

$$\sigma = \frac{\operatorname{tg}\theta_1 - \operatorname{tg} h_1}{\operatorname{tg} h_1},$$

so gehen die Formeln (33) und (35) über in

$$\left.\begin{aligned} \Delta u &= \sigma u \cos^2\theta + \mathfrak{k} u v \sin\theta + \sigma u v \sin\theta\cos\theta, \\ \Delta v &= \sigma v(\cos^2\theta - \sin^2\theta) + \mathfrak{k} v^2 \sin\theta + \sigma v^2 \sin\theta\cos\theta + \mathfrak{k}\sin\theta - \sigma\sin\theta\cos\theta, \end{aligned}\right\} \quad (54)$$

$$\sigma = \mathfrak{k} \sec h_1 \quad (55)$$

h_1 muß nun auf θ zurückgeführt werden Hierzu benutzen wir die Gleichung (38), diese lautet nach den obigen Umbenennungen und Vereinfachungen, wenn gleich die Wurzel gezogen wird

$$\sec h_1 = \sec h \sqrt{1 - 2v \operatorname{tg} h + u^2 + v^2(1 + 3\operatorname{tg}^2 h)}$$

Durch Entwicklung der Wurzel in die binomische Reihe entsteht hieraus

$$\sec h_1 = \sec h[1 - v \operatorname{tg} h + \tfrac{1}{2}u^2 + \tfrac{1}{2}v^2(1 + 2\operatorname{tg}^2 h)]$$

Diesen Ausdruck setzen wir in (55) ein, wobei es unter Vernachlässigung von $\mathfrak{k}^2$ gestattet ist, θ an Stelle von h zu schreiben Es ergibt sich

$$\sigma = \mathfrak{k} \sec\theta[1 - v \operatorname{tg}\theta + \tfrac{1}{2}u^2 + \tfrac{1}{2}v^2(1 + 2\operatorname{tg}^2\theta)]$$

Hiermit folgt aus (54)

$$\left.\begin{aligned} \Delta u &= \mathfrak{k} u \cos\theta + \mathfrak{k} u v \sin\theta, \\ \Delta v &= \mathfrak{k} v \cos\theta - \tfrac{1}{2}\mathfrak{k}(u^2 - v^2)\sin\theta \end{aligned}\right\} \quad (56)$$

Auch für den jetzt noch ausstehenden Übergang zu polaren Koordinaten können die zu demselben Zweck bei der Refraktion aufgestellten Formeln (46) und (47) benutzt werden, in welchen außer den schon erwähnten Änderungen noch statt χ der Winkel π am Tangentialpunkt in dem sphärischen Dreieck Pol—Apex—wahrer Tangentialpunkt einzuführen ist. Die Gleichungen lauten dann

$$\left.\begin{aligned} \Delta x &= \Delta u \cos\pi + \Delta v \sin\pi - \mathfrak{k}\,\mathrm{tg}\,\mathfrak{D} \sin\theta \sin\pi\, y\,, \\ \Delta y &= -\Delta u \sin\pi + \Delta v \cos\pi + \mathfrak{k}\,\mathrm{tg}\,\mathfrak{D} \sin\theta \sin\pi\, x\,, \end{aligned}\right\} \tag{57}$$

$$\left.\begin{aligned} u &= x\cos\pi - y\sin\pi\,, \\ v &= x\sin\pi + y\cos\pi \end{aligned}\right\} \tag{58}$$

Wir setzen wie bei der Refraktion zuerst (58) in (56), darauf die so erhaltenen Werte für Δu und Δv in (57) ein und erhalten folgende Formeln

$$\left.\begin{aligned} \Delta x &= \mathfrak{k}\cos\theta\, x - \mathfrak{k}\sin\theta\sin\pi\,\mathrm{tg}\,\mathfrak{D}\, y + \mathfrak{k}\sin\theta\cos\pi\, x y + \tfrac{1}{2}\mathfrak{k}\sin\theta\sin\pi\,(x^2 - y^2)\,, \\ \Delta y &= \mathfrak{k}\sin\theta\sin\pi\,\mathrm{tg}\,\mathfrak{D}\, x + \mathfrak{k}\cos\theta\, y + \mathfrak{k}\sin\theta\sin\pi\, x y - \tfrac{1}{2}\mathfrak{k}\sin\theta\cos\pi\,(x^2 - y^2) \end{aligned}\right\} \tag{59}$$

Wie man sieht, sind die linearen Glieder „orthogonal“, brauchen also im allgemeinen nicht angebracht zu werden. Auch die quadratischen Glieder werden selten gebraucht, wie das nebenstehende Täfelchen zeigt, das für verschiedene Maximalbeträge K der Koordinaten die zugehörigen größtmöglichen Werte A der quadratischen Aberrationsglieder gibt. Die numerische Auswertung der Gleichungen (59) ist also nur bei großen Plattenfeldern notwendig. In solchen Fällen setzt man

K	A
1°	0",006
2	0,025
3	0,056
4	0,100
5	0,156

$$\begin{aligned} Q &= \mathfrak{k}\cos\theta\,, \\ R &= \mathfrak{k}\sin\theta\sin\pi\,, \\ S &= \mathfrak{k}\sin\theta\cos\pi \end{aligned}$$

und erhält

$$\left.\begin{aligned} \Delta x &= Q x - R\,\mathrm{tg}\,\mathfrak{D}\, y + S x y + \tfrac{1}{2} R\,(x^2 - y^2)\,, \\ \Delta y &= R\,\mathrm{tg}\,\mathfrak{D}\, x + Q y + R x y - \tfrac{1}{2} S\,(x^2 - y^2) \end{aligned}\right\} \tag{60}$$

Die Konstanten Q, R und S ergeben sich am bequemsten mit Hilfe der in den Ephemeriden angegebenen Größen H, h und i aus den Formeln

$$\left.\begin{aligned} Q &= -h\cos(H + \mathfrak{A})\cos\mathfrak{D} + i\sin\mathfrak{D}\,, \\ R &= h\sin(H + \mathfrak{A})\,, \\ S &= h\cos(H + \mathfrak{A})\sin\mathfrak{D} + i\cos\mathfrak{D}\,, \end{aligned}\right\} \tag{61}$$

welche sich leicht durch Betrachtung der sphärischen Dreiecke Himmelspol—Apex—Tangentialpunkt und Himmelspol—Pol der Ekliptik—Apex verifizieren lassen[1].

18. Präzession und Nutation. Da die relative Lage der Gestirne durch Präzession und Nutation nicht verändert wird, so ist a priori klar, daß deren Einfluß auf tangentiale Koordinaten nur in einer Drehung des Koordinatensystems im Positionswinkel um den Tangentialpunkt bestehen kann. Die Formeln müssen also in aller Strenge orthogonal sein. Ist nun ΔP der Betrag der Präzession und Nutation in Positionswinkel, so gilt

$$\left.\begin{aligned} \Delta x &= x\cos\Delta P + y\sin\Delta P\,, \\ \Delta y &= -x\sin\Delta P + y\cos\Delta P \end{aligned}\right\} \tag{62}$$

[1] Siehe ZURHELLEN, Darlegung und Kritik usw., S. 54 (1904).

Zur numerischen Rechnung nach diesen selten benötigten Formeln spaltet man ΔP in die beiden Teile

ΔP_1 = Reduktion der Positionswinkel der Sterne in bezug auf den Tangentialpunkt vom wahren Äquinoktium T zur Zeit der Aufnahme auf das mittlere des Jahresanfangs T_0.

ΔP_2 = Reduktion der Positionswinkel vom mittleren Äquinoktium T_0 auf das Äquinoktium T_1.[1]

ΔP_1 und ΔP_2 sind für alle Sterne einer Platte konstant. Man berechnet sie unter Entnahme von G, g und n aus den Ephemeridensammlungen nach den bekannten Formeln

$$\left.\begin{aligned} \Delta P_1 &= -g \sin(G + \mathfrak{A}) \sec\mathfrak{D}, \\ \Delta P_2 &= n \sin\mathfrak{A} \sec\mathfrak{D}\,(T_1 - T_0), \\ \Delta P &= \Delta P_1 + \Delta P_2. \end{aligned}\right\} \tag{63}$$

e) Anschluß an die Anhaltsterne.

19. Vorbereitungen. Zwischen den Tangentialkoordinaten X, Y und den gemessenen, soweit erforderlich wegen der „sphärischen" Fehler (evtl. auch wegen Plattenneigung) verbesserten Koordinaten ξ, η bestehen nach Ziff. 12 die Gleichungen (18), in welchen zu setzen ist $\Delta x = X - \xi$, $\Delta y = Y - \eta$. Da sich die ξ, η von den unverbesserten Koordinaten x, y nur wenig unterscheiden, so kann man auf den rechten Seiten x, y statt ξ, η einsetzen, zumal die Koeffizienten A und B als klein vorausgesetzt waren (vgl. Ziff. 12, vorletzter Absatz). Die Formeln (18) lauten also

$$\left.\begin{aligned} X - \xi &= A x + B y + C, \\ Y - \eta &= -B x + A y + D. \end{aligned}\right\} \tag{64}$$

Zur Bestimmung der „Plattenkonstanten" A, B, C und D dienen die Anhaltsterne, deren Tangentialkoordinaten aus den bekannten A. R. und Dekl. nach den Formeln der Ziff. 10 zu berechnen sind. Hierfür müssen zunächst $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{D}$, die A. R. und Dekl. des rechnerischen Tangentialpunktes, ermittelt werden. Eine Genauigkeit von 1″ bis 2″ genügt hierbei selbst in ungünstigen Fällen (vgl. Ziff. 13) und kann leicht dadurch erreicht werden, daß man einer Verfälschung durch den Einfluß der noch unbekannten A und B vorbeugend, $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{D}$ zwischen den gemessenen Koordinaten solcher Paare von Anhaltsternen interpoliert, welche in der Nähe des Tangentialpunktes und annähernd mit ihm in einer Geraden liegen. Ein anderes Verfahren besteht darin, eine Gruppe von Anhaltsternen in der Umgebung des Tangentialpunkts so auszuwählen, daß ihr Schwerpunkt möglichst mit dem Tangentialpunkt zusammenfällt. Man bildet nun die arithmetischen Mittel der x und y dieser Sterne, verwandelt sie angenähert in $\Delta\alpha$ und $\Delta\delta$, und zieht diese kleinen Beträge von den Mitteln der A. R. und Dekl. ab. Ein in nächster Nähe des Tangentialpunkts liegender Anhaltstern kann natürlich ebenso behandelt werden wie der Schwerpunkt einer Gruppe, so daß sich in diesem Falle jede Interpolation oder Mittelbildung erübrigt. Die endgültigen Werte von C und D, welche aus der in folgender Ziffer beschriebenen Ausgleichung hervorgehen, liefern eine Kontrolle, ob die Abweichung des rechnerischen Tangentialpunktes von dem auf der Platte angenommenen die zulässigen Grenzen nicht überschritten hat.

---

[1] Eine Tafel der Präzession in P. W. enthält C. WIRTZ, Tafeln und Formeln aus Astronomie und Geodäsie, Tafel 38b (1918).

Damit die Anhaltsternorter nicht durch Eigenbewegungen verfalscht werden, darf die Epoche der Beobachtungen, aus denen die Örter abgeleitet sind, nicht zu weit von dem Zeitpunkt der Aufnahme entfernt liegen, oder es mussen die Eigenbewegungen rechnerisch berucksichtigt werden, was naturlich nur moglich ist, wenn genugend sichere Werte hierfur vorliegen Die Wahl des Aquinoktiums ist jedoch willkurlich, die Örter der neu zu bestimmenden Sterne ergeben sich in demselben Aquinoktium, auf das die Anhaltsternorter reduziert sind Prazession braucht nur dann angebracht zu werden, wenn die neu zu bestimmenden Sterne auf ein anderes Aquinoktium als das der Anhaltsterne gestellt werden sollen In diesem Falle sind die Tangentialkoordinaten nach (62) zu korrigieren, ferner ist zur Verwandlung in A R und Dekl der in ublicher Weise auf das betreffende Aquinoktium ubertragene Ort des Tangentialpunktes zu benutzen

Zu erwahnen ist noch folgender indirekter Einfluß der Prazession In der oben beschriebenen Weise ergeben sich $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{D}$ fur das Aquinoktium der Anhaltsterne Auf dasselbe Aquinoktium sind folglich alle hieraus berechneten Konstanten der Refraktions- und Aberrationsformeln (ζ, χ, Q, R usw) bezogen, welche streng genommen fur die Zeit der Aufnahme zu rechnen sind Ein merklicher Fehler kann hierdurch nur bei langen Zwischenzeiten entstehen, er ist naturlich leicht zu vermeiden, indem man $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{D}$ fur die Berechnung der Konstanten genahert auf das Jahr der Aufnahme ubertragt

Daß endlich alle gemessenen Koordinaten naherungsweise in derselben Einheit wie die X, Y der Anhaltsterne auszudrucken und dementsprechend auch die Formeln zur Verbesserung der x, y (wegen Refraktion usw) umzustellen sind, bedarf kaum des Hinweises

20 Ausgleichung. Wir nehmen jetzt an, daß die Tangentialkoordinaten der Anhaltsterne, bezogen auf den bekannten Tangentialpunkt $\mathfrak{A}$, $\mathfrak{D}$ vorliegen Dann liefert jeder Anhaltstern ein Paar Bestimmungsgleichungen fur A, B, C und D von der Form (64) Daß die theoretische Mindestzahl von zwei Anhaltsternen fur die Bestimmung der vier Unbekannten in praxi nicht hinreicht, ist selbstverstandlich Wie viele Anhaltsterne im Einzelfall notwendig sind, hangt von vielerlei Umstanden ab (z B Große der Platte, Genauigkeit der Örter sowie der gemessenen Koordinaten, Verteilung der Sterne uber die Platte u a m) und läßt sich daher nicht in eine allgemeine Regel fassen

Die Unbekannten sind also stets durch Ausgleichung zu ermitteln Infolge der speziellen Gestalt der Bedingungsgleichungen vereinfacht sich die Rechnung gegenuber dem Normalfall bedeutend In der ublichen Schreibweise lauten die Normalgleichungen[1]

$$\begin{aligned}
[aa]A \qquad\qquad &+ [ac]C + [ad]D = [an]\\
+ [aa]B &+ [ad]C - [ac]D = [bn]\\
[ac]A + [ad]B &+ [cc]C \qquad\qquad = [cn]\\
[ad]A - [ac]B \qquad &\qquad\quad + [cc]D = [dn]
\end{aligned}$$

Ist m die Zahl der Anhaltsterne und $\Delta x = X - \xi$, $\Delta y = Y - \eta$, so sind die Koeffizienten obiger Gleichungen gegeben durch

$$\begin{array}{ll|ll}
[aa] = [xx] + [yy] & & [an] = [x\Delta x] + [y\Delta y]\\
[ac] = [x] & & [bn] = [y\Delta x] - [x\Delta y]\\
[ad] = [y] & & [cn] = [\Delta x]\\
[cc] = m & & [dn] = [\Delta y]
\end{array}$$

$$[nn] = [\Delta x \Delta x] + [\Delta y \Delta y]$$

[1] Küstner, Veröff Univ-Sternw Bonn Nr 14, Anhang (1920)

Für die Auflösung der Normalgleichungen sind nur folgende sechs Größen zu bilden:

$$[cc1] = [cc] - \frac{[ab]}{[aa]}[ac] \qquad [cn1] = [cn] - \frac{[ac]}{[aa]}[an]$$

$$[cc2] = [cc1] - \frac{[ad]}{[aa]}[ad] \qquad [cn2] = [cn1] - \frac{[ad]}{[aa]}[bn]$$

$$[dn1] = [dn] - \frac{[ad]}{[aa]}[an]$$

$$[dn2] = [dn1] + \frac{[ac]}{[aa]}[bn]$$

Hieraus ergeben sich die Unbekannten, wie folgt:

$$\left.\begin{aligned} C &= \frac{[cn2]}{[cc2]} \\ D &= \frac{[dn2]}{[cc2]} \end{aligned}\right\} \text{ mit dem Gewicht } p_2 = [cc2]$$

$$\left.\begin{aligned} A &= \frac{[an]}{[aa]} - \frac{[ac]}{[aa]}C - \frac{[ad]}{[aa]}D \\ B &= \frac{[bn]}{[aa]} - \frac{[ad]}{[aa]}C + \frac{[ac]}{[aa]}D \end{aligned}\right\} \text{ mit dem Gewicht } p_1 = [aa]\frac{[cc2]}{[cc]}$$

Die übrigbleibenden Fehler finden sich dann aus den Gleichungen:

$$v_x = Ax + By + C - \Delta x,$$
$$v_y = -Bx + Ay + D - \Delta y,$$

wobei die Vorzeichen so definiert sind, daß v_x und v_y sofort die aus der Platte folgenden Verbesserungen der Anhaltsternörter darstellen. Rechnet man noch

$$[nn4] = [nn] - \left\{\frac{[an]}{[aa]}[an] + \frac{[bn]}{[aa]}[bn] + C[cn2] + D[dn2]\right\},$$

so erhält man folgende Kontrollen:

$$[v_x v_x] + [v_y v_y] = [nn4],$$
$$[v_x] = [v_y] = 0.$$

Schließlich ergeben sich die m. F. der Δx, Δy sowie der Unbekannten aus:

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{[nn4]}{2m-4}},$$

$$\varepsilon_A = \varepsilon_B = \frac{\varepsilon}{\sqrt{p_1}}, \qquad \varepsilon_C = \varepsilon_D = \frac{\varepsilon}{\sqrt{p_2}}.$$

Die vorstehenden Formeln gelten für den Fall, daß allen Bedingungsgleichungen dasselbe Gewicht erteilt ist und sind entsprechend zu modifizieren, wenn besondere Gründe dazu veranlassen sollten, eine andere Gewichtsverteilung vorzunehmen.

Es ist selbstverständlich ebensogut möglich, die $2m$ Bedingungsgleichungen nicht als ein einziges System mit vier Unbekannten zu behandeln, sondern in zwei Systeme zu je drei Unbekannten zu teilen. Man erhält dann für A und B je zwei Werte, welche den Gewichten entsprechend zu mitteln sind. Dieses Verfahren der Ausgleichung ist zwar keineswegs einfacher als das zuerst beschriebene,

es liefert aber eine Kontrolle dafür, ob Skalenwert und Orientierung in beiden Koordinaten tatsächlich innerhalb der zulässigen Unsicherheit gleich sind[1].

Der weitere Gang der Rechnung ist folgender. Man bringt die in Frage kommenden Korrektionen (Restrefraktion, höhere Glieder der Refraktion und Aberration) zunächst nur an die gemessenen Koordinaten der Anhaltsterne an. Hierauf wird die Ausgleichung durchgeführt, womit die Koeffizienten in (64) bekannt sind. Diese Gleichungen vereinigt man mit den Refraktions- und Aberrationsformeln zu einem neuen Gleichungspaar, welches folgende Gestalt hat

$$\left.\begin{aligned} X - x &= a x + b y + c \\ Y - y &= a'x + b'y + c' \end{aligned}\right\} + \text{Glieder höherer Ordnung} \qquad (65)$$

Die gemessenen Koordinaten der neu zu bestimmenden Sterne können also unter Übergehung der ξ, η sofort in X, Y, bezogen auf den bekannten Tangentialpunkt $\mathfrak{A}$, $\mathfrak{D}$, transformiert werden. Jetzt steht nur noch die Verwandlung in α, δ aus, welche nach den in Ziff 10 abgeleiteten Formeln geschieht. Für die Anhaltsterne ergeben sich die aus der Platte folgenden Örter unmittelbar aus den bekannten A R. und Dekl., indem man an diese die Verbesserungen $v_x \sec \mathfrak{D}$ bzw. v_y anbringt. Dies Verfahren ist zwar nicht ganz streng, genügt aber praktisch in der weitaus größten Mehrzahl der Fälle, da die v_x und v_y stets klein sind. Der begangene Fehler kann leicht mit den Formeln (17) in Ziff 10 abgeschätzt werden. Man erreicht übrigens, wie diese Formeln zeigen, eine durchschnittlich etwas bessere Näherung in A R., wenn $v_x \sec \delta$ statt $v_x \sec \mathfrak{D}$ gesetzt wird.

Zu erwähnen ist noch eine von ZURHELLEN[2] angegebene Methode, welche einen direkten Übergang von den gemessenen Koordinaten auf A R. und Dekl. liefert und in mäßigen Deklinationen dann Vorteile bietet, wenn die zu bestimmenden Örter zahlreich sind und sich auf ein enges Gebiet in der Umgebung des Tangentialpunktes zusammendrängen. Bei diesem Verfahren sind zunächst die gemessenen Koordinaten einer Reihe von äquidistant über die Platte verteilten Punkten (z. B. der Quadratmitten bei Gitterplatten) in der normalen Weise in α, δ umzurechnen. Dann werden die Koordinatendifferenzen dx, dy gegen den nächstliegenden Punkt für die einzelnen Sterne gebildet. Wendet man nun die Gleichungen (65) auf die relativ kleinen dx, dy an, so können außer c und c' auch die höheren Glieder fortfallen. Es gilt also

$$\begin{aligned} dX &= dx + a\,dx + b\,dy\,, \\ dY &= dy + a'dx + b'dy\,. \end{aligned}$$

Werden diese Werte in die Formeln (17) eingesetzt, so entsteht ein Gleichungspaar, welches dx und dy sofort in A R.- und Dekl.-Differenzen gegen die vorher ermittelten Örter der Bezugspunkte verwandelt. Die Rechnung nach dem ZURHELLENschen Verfahren ist nur dann bequem, wenn in (17) die Glieder $(Y^2 dX + 2XY\,dY) \sec\mathfrak{D}\,\mathrm{tg}^2\mathfrak{D}$ und $\frac{1}{2}(X^2 dY + 2XY\,dX)\sec^2\mathfrak{D}$ vernachlässigt werden dürfen. Ist dies aber der Fall, so läßt sich die numerische Auswertung durch geeignete Hilfstäfelchen sehr vereinfachen.

Die Anwendung des Ansatzes (64), der im folgenden kurz der orthogonale Ansatz genannt werden soll, setzt voraus, daß sowohl das System der gemessenen Koordinaten, wie auch das der Tangentialkoordinaten der Anhaltsterne rechtwinklig ist und daß für x und y (bzw. X und Y) dieselbe Maßeinheit gilt. Bei Anhaltsternörtern, die an modernen Meridiankreisen bestimmt sind, wird man

[1] Andere Auflösungsverfahren siehe ABETTI, Mem Soc Spettr Italiani 33, S 235 (1904), HRABÁK, R A J 1, II 1, S 103.

[2] Darlegung und Kritik usw., S 94 (1904), Veröff Univ-Sternw Bonn Nr 11, S 32 (1909).

diese Voraussetzung wohl stets machen dürfen Auch wenn sie nicht erfüllt, das System der X, Y also irgendwie verzerrt wäre, so würde dieser Umstand allein einen anderen, z B den gleich zu besprechenden Ansatz noch nicht rechtfertigen Denn es würde sich dann die Verzerrung in vollem Maße auf die zu bestimmenden Örter fortpflanzen, während der orthogonale Ansatz die Aussicht auf eine wenigstens teilweise Elimination der systematischen Fehler bietet Bei dem System der gemessenen Koordinaten liegen die Verhältnisse jedoch anders Hier erheischt die obengenannte Forderung besondere Maßregeln bei der Messung, welche stets lästig, bei Massenarbeiten in praxi oft gar nicht durchzuführen sind Ferner kann, wie von KONIG und HECKMANN[1] nachgewiesen wurde, ein Unterschied der Maßeinheiten beider Koordinaten durch Abbildungsfehler des Objektivs vorgetäuscht werden In allen solchen Fällen darf man den orthogonalen Ansatz nicht anwenden, sondern muß von folgenden Bedingungsgleichungen ausgehen

$$\left.\begin{aligned} \Delta x &= A x + B y + C, \\ \Delta y &= -B' x + A' y + C' \end{aligned}\right\} \tag{66}$$

Die Ausgleichung ist also in derselben Weise durchzuführen wie bei getrennter Behandlung der Koordinaten nach dem orthogonalen Ansatz, natürlich dürfen jetzt die Werte A und A' sowie B und B' nicht gemittelt werden Es ist ferner klar, daß bei der Ausgleichung nach (66) sämtliche linearen Korrektionen (nicht nur die orthogonalen) unberücksichtigt bleiben können Die Ersparnis an Rechenarbeit ist übrigens unbedeutend, weil es sich nur um die Anhaltsterne handelt, der weitere Rechnungsgang aber der gleiche bleibt wie bei dem orthogonalen Ansatz Da zudem für die Skalen- und Orientierungskoeffizienten hier nur etwa halb so große Gewichte erhalten werden wie dort, so ist der orthogonale Ansatz, wenn seine Anwendung statthaft ist, unbedingt vorzuziehen

Es liegt nahe, noch einen Schritt weitergehend auch die quadratischen Glieder mit in die Ausgleichung aufzunehmen, so daß von allen Korrektionen nur die kubischen Refraktionsglieder übrigbleiben Man wird dann zu folgendem Paar von Bedingungsgleichungen geführt

$$\left.\begin{aligned} \Delta x &= A x + B y + C + D x^2 + E xy + F y^2, \\ \Delta y &= A' x + B' y + C' + D' x^2 + E' xy + F' y^2 \end{aligned}\right\} \tag{67}$$

Das soeben über die Gewichtsverminderung bei dem Ansatz (66) Gesagte gilt hier natürlich in erhöhtem Maße, d h zur Ausgleichung nach vorstehenden Gleichungen ist eine große Zahl gut bestimmter Anhaltsternörter erforderlich Bei sehr ausgedehnten Plattenfeldern, wo einerseits eine hinreichend genaue Bestimmung der Lage des Tangentialpunktes schwierig oder unmöglich ist (vgl. Ziff 13), anderseits die Anhaltsterne im allgemeinen zahlreicher sein werden, kann es jedoch geboten sein, in die Ausgleichung quadratische Glieder einzuführen, wenn auch nicht immer in der oben angenommenen theoretischen Höchstzahl und Allgemeinheit[2] Daß hinsichtlich des weiteren Rechnungsganges das oben bei den anderen Ansätzen Gesagte hier in sinngemäßer Übertragung gilt, braucht kaum erwähnt zu werden

21. Ableitung von Instrumentalfehlern aus den Ausgleichungsresten. Soweit es sich um eine einzelne oder um einige wenige Platten handelt, kommen hier in Betracht die Koeffizienten p und q der Plattenneigung sowie die Verzeichnung des Objektivs

[1] V J S 63, S 291 u 302 (1928)

[2] Vgl SCHLESINGER u BARNEY, Yale Obs Transactions 9, S (9) (1933)

Eine Bestimmung der letzteren hat nur Sinn, wenn es sich um einen starken Betrag handelt, auch dann ist eine sehr große Zahl von Anhaltsternen erforderlich, und zwar aus folgendem Grunde. Die Verzeichnung wird bereits durch die Maßstabskoeffizienten der Ansätze (64) oder (66) zum größten Teil berücksichtigt[1]. Ist sie nun klein, so verschwindet ihr Einfluß in den v_x und v_y, die Ableitung eines genauen Wertes der Verzeichnung aus den Resten ist daher unmöglich und auch nicht nötig. Es wird also meistens die Streckenverschiebung[2] vorzuziehen sein, wenn sich die Bestimmung der Verzeichnung überhaupt als notwendig erweisen sollte.

Was die Plattenneigung anlangt, so findet hier eine gegenseitige Beeinflussung zwischen den aus der ersten Ausgleichung bestimmten und den neu einzuführenden Unbekannten in dem obigen Sinne nicht statt, so daß sich bei einigermaßen beträchtlicher Zahl der Anhaltsterne hinreichend verbürgte Werte für p und q ergeben. Es ändern sich lediglich die Nullpunktskonstanten C und D (bzw. C und C'), weshalb entsprechende Verbesserungen hierfür anzusetzen sind[3]. Gemäß den Formeln (20) hat also der Ansatz zu lauten

$$\left.\begin{aligned} v_x &= p x^2 + q x y + c\,, \\ v_y &= p x y + q y^2 + d \end{aligned}\right\} \qquad (68)$$

Wenn eine hinreichende Zahl von gleichförmig über das Plattenfeld verteilten Anhaltsternen zur Verfügung steht, kann dieser Ansatz noch vereinfacht werden, indem man die Bedingungsgleichungen in passenden Gruppen zu „Normalörtern“ zusammenfaßt. Dadurch verschwinden die Glieder mit xy gegenüber den anderen, so daß an Stelle von (68) die rechnerisch viel bequemeren Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} v_x &= p x^2 + c\,, \\ v_y &= q y^2 + d \end{aligned}\right\} \qquad (69)$$

treten können.

Vorstehendes Verfahren ist selbstverständlich nicht streng, denn der Möglichkeit, daß sich auch die Koeffizienten des Skalenwertes und der Orientierung infolge der neuen Unbekannten ändern können, tragen die Ansätze (68) und (69) keine Rechnung. Der Betrag des begangenen Fehlers hängt von der Verteilung der Anhaltsterne ab, bei vollkommen radialsymmetrischer Anordnung würde er offensichtlich verschwinden. Sind jedoch die Sterne stark unsymmetrisch verteilt, so empfiehlt es sich, in aller Strenge vorzugehen und sämtliche Unbekannte von vornherein einzuführen, d. h. eine spezielle Form des Ansatzes (67) anzuwenden.

Bei größeren Plattenserien, wie sie etwa bei der photographischen Himmelskarte oder den Neubeobachtungen der A. G.-Kataloge zur Verfügung stehen, liegen die Verhältnisse wesentlich anders. Es kann in solchen Fällen durch Ordnen der Ausgleichungsreste nach verschiedenen Argumenten eine ganze Reihe von Fehlern, außer den bereits genannten z. B. auch Helligkeitsgleichung, Fehler des Meßapparates u. dgl., ermittelt werden.

22. Gesamtübersicht über den Reduktionsgang. Erklärung der Bezeichnungen siehe Ziff. 2.

Refraktion. [Restrefraktion und höhere Glieder, Ziff. 16, Formeln (49) bis (53).]

---

[1] SCHLESINGER, Yale Obs. Transactions 5, S. (13) (1926).

[2] Vgl. Ziff. 13, letzter Absatz sowie V. J. S. 63, S. 291 (1928).

[3] Vgl. ZURHELLEN, Darlegung und Kritik usw., S. 77 u. 78 (1904), V. J. S. 63, S. 283 (1928).

N und $\operatorname{ctg} n$ aus parallaktischen Tafeln

$$k_1 = \frac{\operatorname{cotg} n}{\sin(N + \mathfrak{D})}, \qquad k_2 = \operatorname{cotg}(N + \mathfrak{D})$$

Wenn parallaktische Tafeln nicht vorhanden

$$\operatorname{tg} N = \operatorname{cotg} \varphi \sin t$$

$$k_1 = \frac{\operatorname{tg} t \sin N}{\sin(N + \mathfrak{D})}, \qquad k_2 = \operatorname{cotg}(N + \mathfrak{D})$$

$$k_3 = 1 + k_1^2, \qquad k_4 = 1 + k_2^2$$

$$\operatorname{tg} \chi = \frac{k_1}{k_2}, \qquad \operatorname{tg} \zeta = \frac{k_1}{\sin \chi} = \frac{k_2}{\cos \chi}$$

β aus den Tafeln in Anhang II

$$\beta' = -0'',087$$

$$\left.\begin{aligned} \Delta x &= 2[\beta + 2\beta'(1 + k_1^2 + k_2^2)]\, k_1 k_2 y - \beta k_1 k_2 x^2 - 2\beta k_1^2 k_2 xy + \beta k_1 k_4 y^2 \\ &\quad + \beta k_3^2 x^3 + 3\beta k_1 k_2 k_3 x^2 y + \beta (k_3 k_4 + 2 k_1^2 k_2^2)\, x y^2 + \beta k_1 k_2 k_4 y^3, \\ \Delta y &= [\beta + 2\beta'(1 + k_1^2 + k_2^2)]\,(k_2^2 - k_1^2)\, y - \beta k_2 k_3 x^2 - 2\beta k_1 k_2^2 xy - \beta k_2 k_4 y^2 \\ &\quad + \beta k_1 k_2 k_3 x^3 + \beta (k_3 k_4 + 2 k_1^2 k_2^2)\, x^2 y + 3\beta k_1 k_2 k_4 x y^2 + \beta k_4^2 y^3 \end{aligned}\right\} \quad (70)$$

Aberration [Ziff 17, Formeln (60) und (61)]
H, h, i = „Reduktionsgroßen" der Ephemeridensammlungen

$$R = h \sin (H + \mathfrak{A})$$

$$S = h \cos (H + \mathfrak{A}) + i \cos \mathfrak{D}$$

$$\left.\begin{aligned} \Delta x &= Sxy + \tfrac{1}{2} R (x^2 - y^2), \\ \Delta y &= Rxy - \tfrac{1}{2} S (x^2 - y^2) \end{aligned}\right\} \quad (71)$$

Plattenneigung [Ziff 13, Formeln (20)]
p, q = Koordinaten des wahren Tangentialpunktes in bezug auf den Nullpunkt des Systems der gemessenen Koordinaten x, y

$$\left.\begin{aligned} \Delta x &= p x^2 + q xy, \\ \Delta y &= p xy + q y^2 \end{aligned}\right\} \quad (72)$$

---

(70), (71) und (72) werden zu folgendem Formelpaar zusammengefaßt

$$\left.\begin{aligned} \xi - x &= a y + b x^2 + c xy + d y^2 + e x^3 + \quad , \\ \eta - y &= a'y + b'x^2 + c'xy + d'y^2 + e'x^3 + \end{aligned}\right\} \quad (73)$$

Hiermit sind die ξ, η der Anhaltsterne zu berechnen Dann werden die bekannten α, δ der Anhaltsterne in Tangentialkoordinaten X, Y, bezogen auf den Tangentialpunkt der Platte, dessen $\mathfrak{A}, \mathfrak{D}$ nach Ziff 19 zu ermitteln ist, verwandelt (Ziff 10 und Anhang I) und die Plattenkonstanten A, B, C und D aus

$$\left.\begin{aligned} X - \xi &= Ax + By + C, \\ Y - \eta &= -Bx + Ay + D \end{aligned}\right\} \quad (74)$$

durch Ausgleichung bestimmt An Stelle von (74) konnen auch andere Ansatze treten, die Formeln (73) vereinfachen sich dann durch Fortfall eines Teils der Glieder (vgl Ziff 20)

Die Tangentialkoordinaten X, Y der neu zu bestimmenden Sterne, bezogen auf den Tangentialpunkt $\mathfrak{A}$, $\mathfrak{D}$, folgen aus den durch Vereinigung von (73) und (74) entstehenden Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} X - x &= A_0 x + B_0 y + C + b\,x^2 + c\,xy + \dots, \\ Y - y &= A_0' x + B_0' y + D + b' x^2 + c' xy + \dots \end{aligned}\right\} \qquad (75)$$

X, Y sind nach Ziff 10 und Anhang I in α, δ zu verwandeln

Anhang I. Hilfstafeln zur Transformation tangentialer Koordinaten in α, δ und umgekehrt.

Erlauterungen.

A Rechnung nach den strengen Formeln

In die Formeln (12) und (12′) der Ziff 10 fuhren wir folgende Hilfsgroßen ein

$$T = \operatorname{tg} \Delta\alpha,$$

$$\tau = \mathfrak{x} - \operatorname{tg}\mathfrak{x} = -\tfrac{1}{3}\operatorname{tg}^3\mathfrak{x} + \tfrac{1}{5}\operatorname{tg}^5\mathfrak{x} \dots,$$

$$\tau' = \operatorname{tg}\mathfrak{x} - \mathfrak{x} = +\tfrac{1}{3}\mathfrak{x}^3 + \tfrac{2}{15}\mathfrak{x}^5 \dots$$

Hierdurch gehen die genannten Gleichungen uber in

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg} d &= \operatorname{tg}\delta \sec\Delta\alpha, \\ \mathfrak{q} &= d - \mathfrak{D}, \\ T &= \Delta\alpha + \tau'(\Delta\alpha), \\ X &= T \cos d \sec\mathfrak{q}, \\ Y &= \mathfrak{q} + \tau'(\mathfrak{q}), \end{aligned}\right\} \qquad (\mathrm{I})$$

und

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{q} &= Y + \tau(Y), \\ d &= \mathfrak{D} + \mathfrak{q}, \\ T &= X \sec d \cos\mathfrak{q}, \\ \Delta\alpha &= T + \tau(T), \\ \operatorname{tg}\delta &= \operatorname{tg} d \cos\Delta\alpha \end{aligned}\right\} \qquad (\mathrm{I}')$$

Einheit fur X, Y, T, τ, τ' und alle Winkelgroßen ist die Bogensekunde τ und τ' sind mit den angegebenen Argumenten aus Tafel 1 zu entnehmen Im ersten Teil dieser Tafel, wo sich τ und τ' dem absoluten Betrag nach nicht unterscheiden, ist fur beide Großen nur eine Wertreihe gegeben und das Vorzeichen in sofort verstandlicher Weise zum Ausdruck gebracht Die (innerhalb des ersten halben Grades) auf 0″,001 angesetzten Werte von τ und τ' werden bei der Rechnung nach den Gleichungen (III′) benutzt (vgl dort)

B. Rechnung nach den Reihenentwicklungen.

Ist $\varDelta\alpha \leqq 30^m$, so empfiehlt sich die Anwendung der Gleichungen (14) und (14′) in Ziff. 10, welche nach Einführung obiger Hilfsgrößen folgendermaßen lauten:

$$\left.\begin{aligned} d &= \delta + \frac{\operatorname{tg}^2 \frac{\varDelta\alpha}{2}}{\sin 1''} \sin 2\delta + \frac{1}{2}\,\frac{\operatorname{tg}^4 \frac{\varDelta\alpha}{2}}{\sin 1''} \sin 4\delta, \\ \mathfrak{q} &= d - \mathfrak{D}, \\ T &= \varDelta\alpha + \tau'(\varDelta\alpha), \\ X &= T \cos d \sec \mathfrak{q}, \\ Y &= \mathfrak{q} + \tau'(\mathfrak{q}), \end{aligned}\right\} \qquad \text{(II)}$$

und

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{q} &= Y + \tau(Y), \\ d &= \mathfrak{D} + \mathfrak{q}, \\ T &= X \sec d \cos \mathfrak{q}, \\ \varDelta\alpha &= T + \tau(T), \\ \delta &= d - \frac{\operatorname{tg}^2 \frac{\varDelta\alpha}{2}}{\sin 1''} \sin 2d + \frac{1}{2}\,\frac{\operatorname{tg}^4 \frac{\varDelta\alpha}{2}}{\sin 1''} \sin 4d. \end{aligned}\right\} \qquad \text{(II′)}$$

Einheit für X, Y, T, τ, τ' und alle Winkelgrößen ist die Bogensekunde. Die Werte $\frac{\operatorname{tg}^2 \frac{\varDelta\alpha}{2}}{\sin 1''}$ und $\frac{1}{2}\,\frac{\operatorname{tg}^4 \frac{\varDelta\alpha}{2}}{\sin 1''}$ sind jedoch mit dem in Zeitmaß ausgedrückten $\varDelta\alpha$ als Argument den Tafeln 2 und 3 zu entnehmen. Tafel 4 gibt die Faktoren $\sin 4\delta$ bzw. $\sin 4d$. Ist $\varDelta\alpha > 25^m$, so müssen diese Faktoren aus einer Sinustafel dreistellig entnommen werden, um $0'',01$ rechnerisch zu sichern.

Wenn $\varDelta\alpha \leqq 5^m$ ist, so entfällt das Glied mit $\operatorname{tg}^4 \frac{\varDelta\alpha}{2}$, man kann ferner $\operatorname{tg}^2 \frac{\varDelta\alpha}{2}$ mit einem Fehler $< 0'',01$ durch $\left(\frac{\varDelta\alpha}{2}\right)^2$ ersetzen. Wird endlich $\varDelta\alpha$ in Zeitsekunden ausgedrückt, so lauten die Formeln zur Berechnung von d aus δ und umgekehrt:

$$d = \delta + \frac{9}{16}\, 10^6 \sin 1'' \sin 2\delta \left(\frac{\varDelta\alpha^s}{100}\right)^2,$$

$$\delta = d - \frac{9}{16}\, 10^6 \sin 1'' \sin 2d \left(\frac{\varDelta\alpha^s}{100}\right)^2.$$

Die Koeffizienten von $\left(\frac{\varDelta\alpha^s}{100}\right)^2$ sind identisch mit der später noch einzuführenden Größe $\mathfrak{d}_1$ (vgl. S. 543), so daß die vorstehenden Gleichungen übergehen in

$$d = \delta + \mathfrak{d}_1(\delta) \left(\frac{\varDelta\alpha^s}{100}\right)^2,$$

$$\delta = d - \mathfrak{d}_1(d) \left(\frac{\varDelta\alpha^s}{100}\right)^2,$$

worin $\mathfrak{d}_1$ mit den angegebenen Argumenten aus Tafel 5 zu entnehmen ist. Rechnerischen Vorteil bieten diese Gleichungen jedoch nur, wenn die Produkte $\mathfrak{d}_1(\delta) \left(\frac{\varDelta\alpha^s}{100}\right)^2$ bzw. $\mathfrak{d}_1(d) \left(\frac{\varDelta\alpha^s}{100}\right)^2$ mit einer einzigen Stellung des Rechenschiebers gerechnet werden können, so daß die Quadrate nicht besonders gebildet und hingeschrieben zu werden brauchen.

Die nach Potenzen von $\Delta\alpha$, $\Delta\delta$ bzw. X, Y fortschreitenden Reihenentwicklungen (15a), (15b) und (16) der Ziff. 10 sind, wie schon erwähnt, nur dann rechnerisch vorteilhaft, wenn die Glieder 4. Ordnung entfallen können. Die Reihen kommen demgemäß für $\mathfrak{D} \leqq 60°$ in folgenden Fällen in Betracht:

1. Zur genäherten Rechnung auf ca. 1′ (z. B. für Identifikationszwecke) bei Plattenfeldern bis 10°×10°.

2. Zur scharfen Rechnung auf 0″,01 bei kleinen Plattenfeldern bis höchstens 1°×1°.

Mit Ausnahme der ersten Gleichung (16) enthalten alle Reihen je zwei Glieder 3. Ordnung. Von diesen sind die Glieder $\frac{1}{3}\Delta\delta^3$ und $\frac{1}{3}Y^3$ völlig, $\frac{1}{3}X^3\sec^3\mathfrak{D}$ bis auf den Faktor $\sec^3\mathfrak{D}$ mit τ oder τ' identisch, so daß Tafel 1 zur Entnahme bzw. Berechnung dieser Glieder dienen kann. Werden X, Y und $\Delta\delta$ in Bogensekunden, $\Delta\alpha$ in Zeitsekunden ausgedruckt, so lauten die Reihen

$$X'' = 15\cos\mathfrak{D}\,\Delta\alpha^s - \frac{3}{2}10^6\sin 1''\sin\mathfrak{D}\,\frac{\Delta\alpha^s}{100}\,\frac{\Delta\delta''}{1000} + \frac{9}{16}10^9\sin^2 1''\cos\mathfrak{D}\,(3\cos^2\mathfrak{D}-1)\left(\frac{\Delta\alpha^s}{100}\right)^3,$$

$$Y'' = \Delta\delta'' + \tau'(\Delta\delta'') + \frac{9}{16}10^6\sin 1''\sin 2\mathfrak{D}\left(\frac{\Delta\alpha^s}{100}\right)^2 + \frac{9}{8}10^9\sin^2 1''\cos 2\mathfrak{D}\left(\frac{\Delta\alpha^s}{100}\right)^2\frac{\Delta\delta''}{1000},$$

$$\Delta\alpha^s = \frac{1}{15}\sec\mathfrak{D}\,[X'' + \tau(X'')\sec^2\mathfrak{D}] + \frac{1}{15}10^6\sin 1''\sec\mathfrak{D}\,\mathrm{tg}\,\mathfrak{D}\,\frac{X''}{1000}\,\frac{Y''}{1000}$$
$$+ \frac{1}{15}10^9\sin^2 1''\sec\mathfrak{D}\,\mathrm{tg}^2\mathfrak{D}\,\frac{X''}{1000}\left(\frac{Y''}{1000}\right)^2,$$

$$\Delta\delta'' = Y'' + \tau(Y'') - \frac{1}{2}10^6\sin 1''\,\mathrm{tg}\,\mathfrak{D}\left(\frac{X''}{1000}\right)^2 - \frac{1}{2}10^9\sin^2 1''\sec^2\mathfrak{D}\left(\frac{X''}{1000}\right)^2\frac{Y''}{1000}.$$

Wird hierin gesetzt

$\mathfrak{a}_1 = -\frac{3}{2}10^6\sin 1''\sin\mathfrak{D}$,	$a_1 = +\frac{1}{15}10^6\sin 1''\sec\mathfrak{D}\,\mathrm{tg}\,\mathfrak{D}$,
$\mathfrak{a}_2 = +\frac{9}{16}10^9\sin^2 1''\cos\mathfrak{D}\,(3\cos^2\mathfrak{D}-1)$,	$a_2 = +\frac{1}{15}10^9\sin^2 1''\sec\mathfrak{D}\,\mathrm{tg}^2\mathfrak{D}$,
$\mathfrak{b}_1 = +\frac{9}{16}10^6\sin 1''\sin 2\mathfrak{D}$,	$d_1 = -\frac{1}{2}10^6\sin 1''\,\mathrm{tg}\,\mathfrak{D}$,
$\mathfrak{b}_2 = +\frac{9}{8}10^9\sin^2 1''\cos 2\mathfrak{D}$,	$d_2 = -\frac{1}{2}10^9\sin^2 1''\sec^2\mathfrak{D}$,

so entsteht

$$\left.\begin{aligned} X'' &= 15\cos\mathfrak{D}\,\Delta\alpha^s + \mathfrak{a}_1\frac{\Delta\alpha^s}{100}\,\frac{\Delta\delta''}{1000} + \mathfrak{a}_2\left(\frac{\Delta\alpha^s}{100}\right)^3,\\ Y'' &= \Delta\delta'' + \tau'(\Delta\delta'') + \mathfrak{b}_1\left(\frac{\Delta\alpha^s}{100}\right)^2 + \mathfrak{b}_2\left(\frac{\Delta\alpha^s}{100}\right)^2\frac{\Delta\delta''}{1000},\end{aligned}\right\}\quad\text{(III)}$$

$$\left.\begin{aligned} \Delta\alpha^s &= \frac{1}{15}\sec\mathfrak{D}\,[X'' + \tau(X'')\sec^2\mathfrak{D}] + a_1\frac{X''}{1000}\,\frac{Y''}{1000} + a_2\frac{X''}{1000}\left(\frac{Y''}{1000}\right)^2,\\ \Delta\delta'' &= Y'' + \tau(Y'') + d_1\left(\frac{X''}{1000}\right)^2 + d_2\left(\frac{X''}{1000}\right)^2\frac{Y''}{1000}\end{aligned}\right\}\quad\text{(III′)}$$

Sämtliche Koeffizienten in diesen Formeln hängen nur von $\mathfrak{D}$, nicht von den Koordinaten oder der Deklination der Sterne ab. Für alle Transformationen auf einer Platte oder auf einer Serie von Platten, deren Tangentialpunkte dieselbe Deklination haben, sind also $15\cos\mathfrak{D}$ und $\frac{1}{15}\sec\mathfrak{D}$ nur einmal zu rechnen, die übrigen Faktoren ($\mathfrak{a}_1$, $\mathfrak{a}_2$ ... d_2 und $\sec^2\mathfrak{D}$) nur einmal mit dem Argument $\mathfrak{D}$ den Tafeln 5 und 6 zu entnehmen, τ und τ' jedoch für jeden einzelnen Stern mit den angegebenen Argumenten aus Tafel 1.

(Fortsetzung S. 552.)

Tafel 1

Argument		τ	τ′
0° 0′	0″	−0″,000	+
1	60	0,000	
2	120	0,000	
3	180	0,000	
4	240	0,000	
0 5	300	−0,000	+
6	360	0,000	
7	420	0,001	
8	480	0,001	
9	540	0,001	
0 10	600	−0,002	+
11	660	0,002	
12	720	0,003	
13	780	0,004	
14	840	0,005	
0 15	900	−0,006	+
16	960	0,007	
17	1020	0,008	
18	1080	0,010	
19	1140	0,012	
0 20	1200	−0,014	+
21	1260	0,016	
22	1320	0,018	
23	1380	0,021	
24	1440	0,023	
0 25	1500	−0,026	+
26	1560	0,030	
27	1620	0,033	
28	1680	0,037	
29	1740	0,041	
0 30	1800	−0,046	+
31	1860	0,05	
32	1920	0,06	
33	1980	0,06	
34	2040	0,07	
0 35	2100	−0,07	+
36	2160	0,08	
37	2220	0,09	
38	2280	0,09	
39	2340	0,10	
0 40	2400	−0,11	+
41	2460	0,12	
42	2520	0,13	
43	2580	0,13	
44	2640	0,14	
0 45	2700	−0,15	+
46	2760	0,16	
47	2820	0,18	
48	2880	0,19	
49	2940	0,20	
0 50	3000	−0,21	+
51	3060	0,22	
52	3120	0,24	
53	3180	0,25	
54	3240	0,27	
0 55	3300	−0,28	+
56	3360	0,30	
57	3420	0,31	
58	3480	0,33	
59	3540	0,35	
1 0	3600	−0,37	+

Argument		τ	Diff.	τ′
1° 0′	3600″	−0″,37	1	+
1	3660	0,38	2	
2	3720	0,40	2	
3	3780	0,42	2	
4	3840	0,44	2	
1 5	3900	−0,46	3	+
6	3960	0,49	2	
7	4020	0,51	2	
8	4080	0,53	3	
9	4140	0,56	2	
1 10	4200	−0,58	3	+
11	4260	0,61	2	
12	4320	0,63	3	
13	4380	0,66	3	
14	4440	0,69	2	
1 15	4500	−0,71	3	+
16	4560	0,74	3	
17	4620	0,77	3	
18	4680	0,80	3	
19	4740	0,83	4	
1 20	4800	−0,87	3	+
21	4860	0,90	3	
22	4920	0,93	4	
23	4980	0,97	3	
24	5040	1,00	4	
1 25	5100	−1,04	4	+
26	5160	1,08	3	
27	5220	1,11	4	
28	5280	1,15	4	
29	5340	1,19	4	
1 30	5400	−1,23	4	+
31	5460	1,27	5	
32	5520	1,32	4	
33	5580	1,36	4	
34	5640	1,40	5	
1 35	5700	−1,45	5	+
36	5760	1,50	4	
37	5820	1,54	5	
38	5880	1,59	5	
39	5940	1,64	5	
1 40	6000	−1,69	5	+
41	6060	1,74	5	
42	6120	1,79	6	
43	6180	1,85	5	
44	6240	1,90	6	
1 45	6300	−1,96	5	+
46	6360	2,01	6	
47	6420	2,07	6	
48	6480	2,13	6	
49	6540	2,19	6	
1 50	6600	−2,25	6	+
51	6660	2,31	7	
52	6720	2,38	6	
53	6780	2,44	7	
54	6840	2,51	6	
1 55	6900	−2,57	7	+
56	6960	2,64	7	
57	7020	2,71	7	
58	7080	2,78	7	
59	7140	2,85	7	
2 0	7200	−2,92		+

Argument		τ	Diff.	τ′	Diff.
2° 0′	7200″	−2″,92	8	+2″,92	8
1	7260	3,00	7	3,00	7
2	7320	3,07	8	3,07	8
3	7380	3,15	7	3,15	7
4	7440	3,22	8	3,22	8
2 5	7500	−3,30	8	+3,30	8
6	7560	3,38	8	3,38	8
7	7620	3,46	9	3,46	9
8	7680	3,55	8	3,55	8
9	7740	3,63	8	3,63	9
2 10	7800	−3,71	9	+3,72	9
11	7860	3,80	9	3,81	9
12	7920	3,89	9	3,90	9
13	7980	3,98	9	3,99	9
14	8040	4,07	9	4,08	9
2 15	8100	−4,16	9	+4,17	9
16	8160	4,25	10	4,26	10
17	8220	4,35	9	4,36	9
18	8280	4,44	10	4,45	10
19	8340	4,54	10	4,55	10
2 20	8400	−4,64	10	+4,65	10
21	8460	4,74	10	4,75	10
22	8520	4,84	10	4,85	10
23	8580	4,94	11	4,95	11
24	8640	5,05	10	5,06	10
2 25	8700	−5,15	11	+5,16	11
26	8760	5,26	11	5,27	11
27	8820	5,37	11	5,38	11
28	8880	5,48	11	5,49	11
29	8940	5,59	12	5,60	12
2 30	9000	−5,71	11	+5,72	11
31	9060	5,82	12	5,83	12
32	9120	5,94	11	5,95	11
33	9180	6,05	12	6,06	12
34	9240	6,17	12	6,18	12
2 35	9300	−6,29	13	+6,30	13
36	9360	6,42	12	6,43	12
37	9420	6,54	13	6,55	13
38	9480	6,67	12	6,68	12
39	9540	6,79	13	6,80	13
2 40	9600	−6,92	13	+6,93	14
41	9660	7,05	14	7,07	14
42	9720	7,19	13	7,21	13
43	9780	7,32	13	7,34	13
44	9840	7,45	14	7,47	14
2 45	9900	−7,59	14	+7,61	14
46	9960	7,73	14	7,75	14
47	10020	7,87	14	7,89	14
48	10080	8,01	15	8,03	15
49	10140	8,16	14	8,18	14
2 50	10200	−8,30	15	+8,32	15
51	10260	8,45	15	8,47	15
52	10320	8,60	15	8,62	15
53	10380	8,75	15	8,77	15
54	10440	8,90	16	8,92	16
2 55	10500	−9,06	15	+9,08	16
56	10560	9,21	16	9,24	16
57	10620	9,37	16	9,40	16
58	10680	9,53	16	9,56	16
59	10740	9,69	16	9,72	16
3 0	10800	−9,85		+9,88	

	11	12
1″	0,2	0,2
2	0,4	0,4
3	0,6	0,6
4	0,7	0,8
5	0,9	1,0
6	1,1	1,2
7	1,3	1,4
8	1,5	1,6
9	1,6	1,8
10	1,8	2,0
20	3,7	4,0
30	5,5	6,0
40	7,3	8,0
50	9,2	10,0

	13	14
1″	0,2	0,2
2	0,4	0,5
3	0,6	0,7
4	0,9	0,9
5	1,1	1,2
6	1,3	1,4
7	1,5	1,6
8	1,7	1,9
9	2,0	2,1
10	2,2	2,3
20	4,3	4,7
30	6,5	7,0
40	8,7	9,3
50	10,8	11,7

	15	16
1″	0,2	0,3
2	0,5	0,5
3	0,8	0,8
4	1,0	1,1
5	1,2	1,3
6	1,5	1,6
7	1,8	1,9
8	2,0	2,1
9	2,2	2,4
10	2,5	2,7
20	5,0	5,3
30	7,5	8,0
40	10,0	10,7
50	12,5	13,3

Bei negativen Argumentwerten kehren sich die Vorzeichen um

Tafel 1 (Fortsetzung)

Argument		τ	Δ	τ′	Δ
3° 0′	10800″	− 9″,85	17	+ 9″,88	17
1	10860	10,02	17	10,05	17
2	10920	10,19	16	10,22	16
3	10980	10,35	17	10,38	17
4	11040	10,52	18	10,55	18
5	11100	−10,70	17	+10,73	17
6	11160	10,87	18	10,90	18
7	11220	11,05	17	11,08	18
8	11280	11,22	18	11,26	18
9	11340	11,40	19	11,44	19
3 10	11400	−11,59	18	+11,63	18
11	11460	11,77	19	11,81	19
12	11520	11,96	18	12,00	18
13	11580	12,14	19	12,18	19
14	11640	12,33	19	12,37	19
15	11700	−12,52	20	+12,56	20
16	11760	12,72	19	12,76	19
17	11820	12,91	20	12,95	20
18	11880	13,11	20	13,15	20
19	11940	13,31	20	13,35	21
3 20	12000	−13,51	20	+13,56	20
21	12060	13,71	21	13,76	21
22	12120	13,92	21	13,97	21
23	12180	14,13	21	14,18	21
24	12240	14,34	21	14,39	21
3 25	12300	−14,55	21	+14,60	21
26	12360	14,76	22	14,81	22
27	12420	14,98	22	15,03	23
28	12480	15,20	22	15,26	22
29	12540	15,42	22	15,48	22
3 30	12600	−15,64	22	+15,70	22
31	12660	15,86	23	15,92	23
32	12720	16,09	23	16,15	23
33	12780	16,32	23	16,38	24
34	12840	16,55	23	16,62	23
3 35	12900	−16,78	23	+16,85	23
36	12960	17,01	24	17,08	24
37	13020	17,25	24	17,32	24
38	13080	17,49	24	17,56	24
39	13140	17,73	25	17,80	25
3 40	13200	−17,98	24	+18,05	25
41	13260	18,22	25	18,30	25
42	13320	18,47	25	18,55	25
43	13380	18,72	25	18,80	25
44	13440	18,97	26	19,05	26
3 45	13500	−19,23	25	+19,31	26
46	13560	19,48	26	19,57	26
47	13620	19,74	27	19,83	27
48	13680	20,01	26	20,10	26
49	13740	20,27	27	20,36	27
3 50	13800	−20,54	26	+20,63	27
51	13860	20,80	27	20,90	27
52	13920	21,07	28	21,17	28
53	13980	21,35	27	21,45	27
54	14040	21,62	28	21,72	28
3 55	14100	−21,90	28	+22,00	29
56	14160	22,18	28	22,29	28
57	14220	22,46	29	22,57	29
58	14280	22,75	29	22,86	29
59	14340	23,04	29	23,15	30
4 0	14400	−23,33		+23,45	

Argument		τ	Δ	τ′	Δ
4° 0′	14400″	−23″,33	29	+23″,45	29
1	14460	23,62	29	23,74	29
2	14520	23,91	30	24,03	30
3	14580	24,21	30	24,33	31
4	14640	24,51	30	24,64	30
4 5	14700	−24,81	31	+24,94	31
6	14760	25,12	30	25,25	31
7	14820	25,42	31	25,56	31
8	14880	25,73	31	25,87	31
9	14940	26,04	32	26,18	32
4 10	15000	−26,36	32	+26,50	32
11	15060	26,68	32	26,82	33
12	15120	27,00	32	27,15	32
13	15180	27,32	32	27,47	33
14	15240	27,64	33	27,80	33
4 15	15300	−27,97	33	+28,13	33
16	15360	28,30	33	28,46	34
17	15420	28,63	34	28,80	34
18	15480	28,97	33	29,14	33
19	15540	29,30	34	29,47	34
4 20	15600	−29,64	35	+29,81	35
21	15660	29,99	34	30,16	35
22	15720	30,33	35	30,51	35
23	15780	30,68	35	30,86	36
24	15840	31,03	35	31,22	35
4 25	15900	−31,38	36	+31,57	36
26	15960	31,74	36	31,93	37
27	16020	32,10	36	32,30	36
28	16080	32,46	36	32,66	37
29	16140	32,82	37	33,03	37
4 30	16200	−33,19	37	+33,40	37
31	16260	33,56	37	33,77	38
32	16320	33,93	37	34,15	37
33	16380	34,30	38	34,52	38
34	16440	34,68	38	34,90	39
4 35	16500	−35,06	38	+35,29	38
36	16560	35,44	39	35,67	39
37	16620	35,83	39	36,06	40
38	16680	36,22	39	36,46	39
39	16740	36,61	39	36,85	40
4 40	16800	−37,00	40	+37,25	40
41	16860	37,40	40	37,65	41
42	16920	37,80	40	38,06	40
43	16980	38,20	41	38,46	41
44	17040	38,61	40	38,87	42
4 45	17100	−39,01	42	+39,29	42
46	17160	39,43	41	39,71	42
47	17220	39,84	42	40,13	42
48	17280	40,26	42	40,55	42
49	17340	40,68	42	40,97	43
4 50	17400	−41,10	42	+41,40	43
51	17460	41,52	43	41,83	43
52	17520	41,95	43	42,26	44
53	17580	42,38	44	42,70	44
54	17640	42,82	43	43,14	44
4 55	17700	−43,25	44	+43,58	44
56	17760	43,69	45	44,02	45
57	17820	44,14	44	44,47	45
58	17880	44,58	45	44,92	46
59	17940	45,03	45	45,38	45
5 0	18000	−45,48		+45,83	

	16	17	18
1″	0,3	0,3	0,3
2	0,5	0,6	0,6
3	0,8	0,8	0,9
4	1,1	1,1	1,2
5	1,3	1,4	1,5
6	1,6	1,7	1,8
7	1,9	2,0	2,1
8	2,1	2,3	2,4
9	2,4	2,6	2,7
10	2,7	2,8	3,0
20	5,3	5,7	6,0
30	8,0	8,5	9,0
40	10,7	11,3	12,0
50	13,3	14,2	15,0

	19	20	21
1″	0,3	0,3	0,4
2	0,6	0,7	0,7
3	1,0	1,0	1,0
4	1,3	1,3	1,4
5	1,6	1,7	1,8
6	1,9	2,0	2,1
7	2,2	2,3	2,4
8	2,5	2,7	2,8
9	2,8	3,0	3,2
10	3,2	3,3	3,5
20	6,3	6,7	7,0
30	9,5	10,0	10,5
40	12,7	13,3	14,0
50	15,8	16,7	17,5

	22	23	24
1″	0,4	0,4	0,4
2	0,7	0,8	0,8
3	1,1	1,2	1,2
4	1,5	1,5	1,6
5	1,8	1,9	2,0
6	2,2	2,3	2,4
7	2,6	2,7	2,8
8	2,9	3,1	3,2
9	3,3	3,4	3,6
10	3,7	3,8	4,0
20	7,3	7,7	8,0
30	11,0	11,5	12,0
40	14,7	15,3	16,0
50	18,3	19,2	20,0

	25	26	27
1″	0,4	0,4	0,4
2	0,8	0,9	0,9
3	1,2	1,3	1,4
4	1,7	1,7	1,8
5	2,1	2,2	2,2
6	2,5	2,6	2,7
7	2,9	3,0	3,2
8	3,3	3,5	3,6
9	3,8	3,9	4,0
10	4,2	4,3	4,5
20	8,3	8,7	9,0
30	12,5	13,0	13,5
40	16,7	17,3	18,0
50	20,8	21,7	22,5

	28	29	30
1″	0,5	0,5	0,5
2	0,9	1,0	1,0
3	1,4	1,4	1,5
4	1,9	1,9	2,0
5	2,3	2,4	2,5
6	2,8	2,9	3,0
7	3,3	3,4	3,5
8	3,7	3,9	4,0
9	4,2	4,4	4,5
10	4,7	4,8	5,0
20	9,3	9,7	10,0
30	14,0	14,5	15,0
40	18,7	19,3	20,0
50	23,3	24,2	25,0

	31	32	33
1″	0,5	0,5	0,6
2	1,0	1,1	1,1
3	1,6	1,6	1,6
4	2,1	2,1	2,2
5	2,6	2,7	2,8
6	3,1	3,2	3,3
7	3,6	3,7	3,8
8	4,1	4,3	4,4
9	4,6	4,8	5,0
10	5,2	5,3	5,5
20	10,3	10,7	11,0
30	15,5	16,0	16,5
40	20,7	21,3	22,0
50	25,8	26,7	27,5

	34	35	36
1″	0,6	0,6	0,6
2	1,1	1,2	1,2
3	1,7	1,8	1,8
4	2,3	2,3	2,4
5	2,8	2,9	3,0
6	3,4	3,5	3,6
7	4,0	4,1	4,2
8	4,5	4,7	4,8
9	5,1	5,2	5,4
10	5,7	5,8	6,0
20	11,3	11,7	12,0
30	17,0	17,5	18,0
40	22,7	23,3	24,0
50	28,3	29,2	30,0

	37	38	39
1″	0,6	0,6	0,6
2	1,2	1,3	1,3
3	1,8	1,9	2,0
4	2,5	2,5	2,6
5	3,1	3,2	3,2
6	3,7	3,8	3,9
7	4,3	4,4	4,6
8	4,9	5,1	5,2
9	5,6	5,7	5,8
10	6,2	6,3	6,5
20	12,3	12,7	13,0
30	18,5	19,0	19,5
40	24,7	25,3	26,0
50	30,8	31,7	32,5

	40	41	42
1″	0,7	0,7	0,7
2	1,3	1,4	1,4
3	2,0	2,0	2,1
4	2,7	2,7	2,8
5	3,3	3,4	3,5
6	4,0	4,1	4,2
7	4,7	4,8	4,9
8	5,3	5,5	5,6
9	6,0	6,2	6,3
10	6,7	6,8	7,0
20	13,3	13,7	14,0
30	20,0	20,5	21,0
40	26,7	27,3	28,0
50	33,3	34,2	35,0

	43	44	45	46
1″	0,7	0,7	0,8	0,8
2	1,4	1,5	1,5	1,5
3	2,2	2,2	2,2	2,3
4	2,9	2,9	3,0	3,1
5	3,6	3,7	3,8	3,8
6	4,3	4,4	4,5	4,6
7	5,0	5,1	5,2	5,4
8	5,7	5,9	6,0	6,1
9	6,4	6,6	6,8	6,9
10	7,2	7,3	7,5	7,7
20	14,3	14,7	15,0	15,3
30	21,5	22,0	22,5	23,0
40	28,7	29,3	30,0	30,7
50	35,8	36,7	37,5	38,3

Bei negativen Argumentwerten kehren sich die Vorzeichen um

Tafel 2. $\frac{\mathrm{tg}^2 \frac{\Delta\alpha}{2}}{\sin 1''}$

Δα	0m		1m		2m		3m		4m		5m		6m		7m		8m		9m	
0s	0″,00	0	0″,98	3	3″,93	6	8″,84	9	15″,71	13	24″,55	16	35″,35	19	48″,11	23	62″,84	27	79″,54	30
1	0,00	0	1,01	4	3,99	7	8,93	10	15,84	13	24,71	16	35,54	20	48,34	23	63,11	26	79,84	29
2	0,00	0	1,05	3	4,06	7	9,03	10	15,97	13	24,87	17	35,74	20	48,57	23	63,37	26	80,13	30
3	0,00	0	1,08	4	4,13	6	9,13	10	16,10	14	25,04	16	35,94	20	48,80	23	63,63	27	80,43	30
4	0,00	1	1,12	3	4,19	7	9,23	10	16,24	13	25,20	17	36,14	20	49,03	24	63,90	26	80,73	29
5	0,01	0	1,15	4	4,26	7	9,33	10	16,37	13	25,37	17	36,34	20	49,27	23	64,16	27	81,02	30
6	0,01	0	1,19	3	4,33	7	9,43	11	16,50	14	25,54	16	36,54	20	49,50	23	64,43	26	81,32	30
7	0,01	1	1,22	4	4,40	7	9,54	10	16,64	13	25,70	17	36,74	20	49,73	23	64,69	27	81,62	30
8	0,02	0	1,26	4	4,47	7	9,64	10	16,77	14	25,87	17	36,94	20	49,96	24	64,96	26	81,92	30
9	0,02	1	1,30	4	4,54	7	9,74	10	16,91	14	26,04	17	37,14	20	50,20	23	65,22	27	82,22	30
10	0,03	0	1,34	3	4,61	7	9,84	11	17,05	13	26,21	17	37,34	20	50,43	24	65,49	27	82,52	30
11	0,03	1	1,37	4	4,68	7	9,95	10	17,18	14	26,38	17	37,54	20	50,67	23	65,76	27	82,82	30
12	0,04	1	1,41	4	4,75	7	10,05	11	17,32	14	26,55	17	37,74	21	50,90	24	66,03	27	83,12	30
13	0,05	0	1,45	4	4,82	8	10,16	10	17,46	14	26,72	17	37,95	20	51,14	23	66,30	26	83,42	30
14	0,05	1	1,49	4	4,90	7	10,26	11	17,60	13	26,89	17	38,15	20	51,37	24	66,56	27	83,72	30
15	0,06	1	1,53	5	4,97	7	10,37	11	17,73	14	27,06	17	38,35	21	51,61	24	66,83	28	84,02	31
16	0,07	1	1,58	4	5,04	8	10,48	10	17,87	14	27,23	18	38,56	20	51,85	24	67,11	27	84,33	30
17	0,08	1	1,62	4	5,12	7	10,58	11	18,01	14	27,41	17	38,76	21	52,09	24	67,38	27	84,63	30
18	0,09	1	1,66	4	5,19	8	10,69	11	18,15	14	27,58	17	38,97	21	52,33	24	67,65	27	84,93	31
19	0,10	1	1,70	5	5,27	8	10,80	11	18,29	15	27,75	18	39,18	20	52,57	24	67,92	27	85,24	30
20	0,11	1	1,75	4	5,35	7	10,91	11	18,44	14	27,93	17	39,38	21	52,81	24	68,19	28	85,54	31
21	0,12	1	1,79	4	5,42	8	11,02	11	18,58	14	28,10	18	39,59	21	53,05	24	68,47	27	85,85	31
22	0,13	1	1,83	5	5,50	8	11,13	11	18,72	14	28,28	17	39,80	21	53,29	24	68,74	27	86,16	30
23	0,14	2	1,88	4	5,58	7	11,24	11	18,86	15	28,45	18	40,01	21	53,53	24	69,01	28	86,46	31
24	0,16	1	1,92	5	5,65	8	11,35	11	19,01	14	28,63	18	40,22	21	53,77	24	69,29	27	86,77	31
25	0,17	1	1,97	5	5,73	8	11,46	11	19,15	15	28,81	17	40,43	21	54,01	25	69,56	28	87,08	31
26	0,18	2	2,02	4	5,81	8	11,57	12	19,30	14	28,98	18	40,64	21	54,26	24	69,84	28	87,39	31
27	0,20	1	2,06	5	5,89	8	11,69	11	19,44	15	29,16	18	40,85	21	54,50	24	70,12	27	87,70	31
28	0,21	2	2,11	5	5,97	8	11,80	11	19,59	14	29,34	18	41,06	21	54,74	25	70,39	28	88,01	31
29	0,23	2	2,16	5	6,05	9	11,91	12	19,73	15	29,52	18	41,27	21	54,99	24	70,67	28	88,32	31

30	0,25	1	2,21	5	6,14	8	12,03	11	19,88	15	29,70	18	41,48	22	55,23	25	70,95	28	88,63	31
31	0,26	2	2,26	5	6,22	8	12,14	12	20,03	15	29,88	18	41,70	21	55,48	25	71,23	28	88,94	31
32	0,28	2	2,31	5	6,30	8	12,26	11	20,18	15	30,06	18	41,91	22	55,73	24	71,51	28	89,25	31
33	0,30	2	2,36	5	6,38	9	12,37	12	20,33	15	30,24	19	42,13	21	55,97	25	71,79	28	89,56	32
34	0,32	1	2,41	5	6,47	8	12,49	12	20,48	14	30,43	18	42,34	22	56,22	25	72,07	28	89,88	31
35	0,33	2	2,46	5	6,55	9	12,61	11	20,62	16	30,61	18	42,56	21	56,47	25	72,35	28	90,19	31
36	0,35	2	2,51	6	6,64	8	12,72	12	20,78	15	30,79	18	42,77	22	56,72	25	72,63	28	90,50	32
37	0,37	2	2,57	5	6,72	9	12,84	12	20,93	15	30,97	19	42,99	21	56,97	25	72,91	28	90,82	31
38	0,39	2	2,62	5	6,81	8	12,96	12	21,08	15	31,16	18	43,20	22	57,22	25	73,19	28	91,13	32
39	0,41	3	2,67	6	6,89	9	13,08	12	21,23	15	31,34	19	43,42	22	57,47	25	73,47	29	91,45	32
40	0 44	2	2,73	5	6,98	9	13,20	12	21,38	15	31,53	18	43,64	22	57,72	25	73,76	28	91,77	31
41	0,46	2	2,78	6	7,07	9	13,32	12	21,53	16	31,71	19	43,86	22	57,97	25	74,04	29	92,08	32
42	0,48	2	2,84	5	7,16	9	13 44	12	21,69	15	31 90	19	44 08	22	58,22	25	74,33	28	92,40	32
43	0,50	3	2,89	6	7,25	8	13,56	12	21,84	16	32,09	18	44,30	22	58,47	25	74,61	29	92,72	32
44	0,53	2	2,95	6	7,33	9	13,68	13	22,00	15	32,27	19	44,52	22	58,72	26	74,90	28	93,04	32
45	0,55	3	3,01	5	7,42	9	13,81	12	22,15	16	32,46	19	44,74	22	58,98	25	75 18	29	93 36	32
46	0,58	2	3,06	6	7,51	10	13,93	12	22,31	15	32,65	19	44,96	22	59,23	26	75,47	29	93,68	32
47	0,60	3	3,12	6	7,61	9	14,05	13	22,46	16	32,84	19	45,18	22	59,49	25	75,76	29	94,00	32
48	0,63	2	3,18	6	7,70	9	14,18	12	22,62	16	33,03	19	45,40	23	59,74	26	76,05	28	94,32	32
49	0,65	3	3,24	6	7,79	9	14,30	13	22,78	16	33,22	19	45,63	22	60,00	25	76,33	29	94,64	32
50	0,68	3	3,30	6	7,88	9	14,43	12	22,94	16	33,41	19	45,85	22	60,25	26	76,62	29	94,96	32
51	0,71	3	3,36	6	7,97	10	14,55	13	23,10	15	33,60	19	46,07	23	60,51	26	76,91	29	95,28	32
52	0,74	3	3,42	6	8,07	9	14,68	13	23,25	16	33,79	20	46,30	22	60,77	25	77,20	29	95,60	33
53	0,77	3	3,48	6	8,16	10	14,81	12	23,41	16	33,99	19	46,52	23	61,02	26	77,49	29	95,93	32
54	0,80	3	3,54	7	8,26	9	14,93	13	23,57	16	34,18	19	46,75	22	61,28	26	77,78	30	96,25	33
55	0,83	3	3,61	6	8,35	10	15,06	13	23,73	17	34,37	20	46,97	23	61 54	26	78,08	29	96,58	32
56	0,86	3	3,67	6	8,45	9	15,19	13	23,90	16	34,57	19	47,20	23	61,80	26	78,37	29	96,90	33
57	0,89	3	3,73	7	8,54	10	15,32	13	24,06	16	34,76	20	47,43	23	62,06	26	78,66	29	97,23	32
58	0 92	3	3,80	6	8,64	10	15,45	13	24,22	16	34,96	19	47,66	22	62,32	26	78,95	30	97,55	33
59	0,95	3	3,86	7	8,74	10	15,58	13	24,38	17	35,15	20	47,88	23	62,58	26	79,25	29	97,88	33
60	0,98		3,93		8,84		15,71		24,55		35,35		48,11		62,84		79,54		98,21	

Tafel 2 $\frac{\mathrm{tg}^2 \frac{\Delta\alpha}{2}}{\sin 1''}$ (Fortsetzung)

$\Delta\alpha$	10^m	11^m	12^m	13^m	14^m	15^m	16^m	17^m	18^m	19^m
0^s	98",21 32	118",84 36	141",44 39	166",00 43	192",54 46	221",05 49	251",53 53	283",99 55	318",41 59	354",82 62
1	98,53 33	119,20 36	141,83 39	166,43 43	193,00 46	221,54 50	252,06 52	284,54 56	319,00 60	355,44 62
2	98,86 33	119,56 36	142,22 40	166,86 42	193,46 46	222,04 49	252,58 53	285,10 56	319 60 59	356 06 63
3	99,19 33	119,92 36	142,62 39	167,28 43	193,92 46	222,53 49	253,11 52	285,66 56	320,19 59	356,69 62
4	99,52 33	120,28 37	143,01 40	167,71 43	194,38 46	223,02 50	253,63 53	286,22 56	320,78 59	357,31 63
5	99,85 33	120,65 36	143,41 39	168,14 43	194,84 46	223,52 49	254,16 53	286,78 56	321,37 59	357,94 63
6	100,18 33	121,01 36	143,80 40	168,57 43	195,30 47	224,01 50	254,69 53	287,34 56	321,96 60	358,57 62
7	100,51 33	121,37 37	144,20 40	169,00 43	195 77 46	224,51 49	255,22 52	287,90 56	322,56 59	359,19 63
8	100,84 34	121,74 36	144 60 40	169 43 43	196,23 46	225 00 50	255 74 53	288,46 56	323 15 60	359,82 63
9	101,18 33	122 10 37	145 00 39	169,86 43	196,69 47	225 50 49	256 27 53	289 02 57	323 75 59	360,45 63
10	101,51 33	122 47 36	145,39 40	170,29 43	197 16 46	225,99 50	256,80 53	289,59 56	324,34 60	361 08 63
11	101,84 33	122 83 37	145 79 40	170,72 43	197 62 47	226,49 50	257,33 53	290 15 56	324 94 60	361 71 63
12	102,17 34	123,20 37	146,19 40	171,15 44	198,09 46	226,99 50	257,86 54	290,71 57	325,54 59	362,34 63
13	102,51 33	123,57 36	146,59 40	171,59 43	198,55 47	227,49 50	258,40 53	291,28 56	326,13 60	362,97 63
14	102,84 34	123,93 37	146,99 40	172,02 43	199,02 46	227,99 50	258 93 53	291,84 57	326 73 60	363,60 63
15	103 18 34	124 30 37	147 39 41	172,45 44	199,48 47	228,49 50	259,46 53	292,41 56	327,33 60	364,23 63
16	103 52 33	124 67 37	147 80 40	172 89 43	199 95 47	228 99 50	259 99 54	292 97 57	327 93 60	364 86 63
17	103,85 34	125,04 37	148,20 40	173,32 44	200,42 47	229,49 50	260,53 53	293,54 57	328,53 60	365,49 63
18	104,19 34	125,41 37	148,60 40	173,76 43	200,89 47	229,99 50	261,06 54	294,11 56	329,13 60	366,12 64
19	104 53 33	125,78 37	149 00 41	174 19 44	201 36 47	230 49 50	261 60 53	294 67 57	329 73 60	366,76 63
20	104,86 34	126 15 37	149 41 40	174,63 44	201 83 47	230,99 51	262 13 54	295 24 57	330,33 60	367,39 64
21	105,20 34	126,52 38	149,81 41	175,07 44	202 30 47	231,50 50	262,67 53	295,81 57	330,93 60	368,03 63
22	105,54 34	126,90 37	150,22 40	175,51 43	202,77 47	232,00 50	263,20 54	296,38 57	331,53 60	368,66 64
23	105,88 34	127,27 37	150,62 41	175,94 44	203,24 47	232,50 51	263,74 54	296,95 57	332,13 61	369,30 63
24	106,22 34	127,64 37	151 03 40	176,38 44	203,71 47	233 01 50	264,28 53	297,52 57	332,74 60	369,93 64
25	106 56 34	128 01 38	151,43 41	176 82 44	204 18 47	233 51 51	264,81 54	298 09 57	333,34 61	370,57 64
26	106,90 35	128,39 37	151,84 41	177,26 44	204,65 48	234,02 50	265,35 54	298,66 57	333,95 60	371,21 63
27	107,25 34	128,76 38	152,25 41	177,70 44	205,13 47	234,52 51	265,89 54	299,23 58	334,55 61	371,84 64
28	107,59 34	129,14 37	152,66 41	178,14 44	205,60 48	235,03 51	266,43 54	299,81 57	335,16 60	372,48 64
29	107,93 35	129,51 38	153,07 40	178,58 45	206,08 47	235,54 51	266,97 54	300,38 57	335,76 61	373,12 64

30	108,28	34	129,89	38	153,47	41	179,03	44	206,55	48	236,05	50	267,51	54	300,95	58	336,37	61	373,76	64
31	108,62	34	130,27	38	153,88	41	179,47	44	207,03	47	236,55	51	268,05	54	301,53	57	336,98	60	374,40	64
32	108,96	35	130,65	37	154,29	42	179,91	45	207,50	48	237,06	51	268,59	55	302,10	58	337,58	61	375,04	64
33	109,31	35	131,02	38	154,71	41	180,36	44	207,98	48	237,57	51	269,14	54	302,68	57	338,19	61	375,68	64
34	109,66	34	131,40	38	155,12	41	180 80	45	208,46	47	238,08	51	269,68	54	303,25	58	338,80	61	376,32	65
35	110,00	35	131,78	38	155,53	41	181,25	44	208,93	48	238,59	51	270,22	55	303,83	58	339,41	61	376,97	64
36	110,35	35	132,16	38	155,94	41	181,69	45	209,41	48	239,10	51	270,77	54	304,41	57	340,02	61	377,61	64
37	110,70	34	132 54	38	156,35	42	182,14	44	209,89	48	239,61	52	271,31	55	304,98	58	340,63	61	378,25	65
38	111,04	35	132,92	38	156,77	41	182,58	45	210,37	48	240,13	51	271,86	54	305,56	58	341,24	61	378,90	64
39	111,39	35	133,30	38	157,18	42	183,03	45	210,85	48	240,64	51	272,40	55	306,14	58	341,85	61	379,54	64
40	111,74	35	133,68	39	157,60	41	183,48	45	211,33	48	241,15	52	272,95	55	306,72	58	342,46	62	380,18	65
41	112,09	35	134,07	38	158,01	42	183,93	44	211,81	48	241,67	51	273,50	54	307,30	58	343,08	61	380,83	65
42	112,44	35	134,45	38	158,43	41	184,37	45	212,29	48	242,18	52	274,04	55	307,88	58	343,69	61	381,48	64
43	112,79	35	134,83	39	158,84	42	184,82	45	212,77	49	242,70	51	274 59	55	308,46	58	344 30	62	382,12	65
44	113,14	36	135,22	38	159,26	42	185 27	45	213,26	48	243,21	52	275,14	55	309,04	58	344,92	61	382,77	65
45	113,50	35	135,60	39	159,68	42	185,72	45	213,74	48	243,73	51	275,69	55	309,62	58	345,53	62	383 42	65
46	113,85	35	135,99	38	160,10	41	186 17	46	214,22	49	244 24	52	276,24	55	310 20	59	346,15	61	384,07	64
47	114 20	35	136 37	39	160,51	42	186,63	45	214,71	48	244,76	52	276,79	55	310,79	58	346,76	62	384,71	65
48	114,55	36	136,76	39	160,93	42	187,08	45	215,19	49	245,28	52	277,34	55	311,37	58	347,38	62	385,36	65
49	114,91	35	137,15	38	161,35	42	187,53	45	215,68	48	245,80	51	277,89	55	311,95	59	348,00	61	386,01	65
50	115,26	36	137,53	39	161,77	42	187,98	46	216,16	49	246,31	52	278,44	55	312,54	58	348,61	62	386,66	65
51	115,62	35	137,92	39	162,19	42	188,44	45	216,65	49	246,83	52	278,99	55	313,12	59	349,23	62	387,31	66
52	115,97	36	138,31	39	162,61	43	188,89	45	217,14	48	247,35	52	279,54	56	313,71	59	349,85	62	387,97	65
53	116 33	36	138 70	39	163 04	42	189 34	46	217,62	49	247 87	52	280,10	55	314,30	58	350,47	62	388,62	65
54	116,69	35	139,09	39	163,46	42	189,80	46	218,11	49	248,39	53	280,65	56	314,88	59	351,09	62	389,27	65
55	117,04	36	139 48	39	163 88	43	190,26	45	218,60	49	248,92	52	281,21	55	315,47	59	351 71	62	389,92	66
56	117 40	36	139 87	39	164 31	42	190 71	46	219 09	49	249 44	52	281,76	56	316,06	59	352,33	62	390,58	65
57	117,76	36	140,26	39	164,73	42	191,17	46	219,58	49	249,96	52	282,32	55	316,65	58	352,95	62	391,23	66
58	118,12	36	140,65	39	165,15	43	191,63	45	220,07	49	250 48	53	282 87	56	317,23	59	353,57	62	391 89	65
59	118,48	36	141,04	40	165,58	42	192,08	46	220,56	49	251 01	52	283,43	56	317 82	59	354 19	63	392 54	66
60	118,84		141,44		166,00		192,54		221,05		251,53		283,99		318,41		354,82		393,20	

Tafel 2 $\dfrac{\operatorname{tg}^2 \frac{\Delta\alpha}{2}}{\sin 1''}$ (Fortsetzung)

$\Delta\alpha$	20m	21m	22m	23m	24m	25m	26m	27m	28m	29m
0s	393″,20 65	433″,56 69	475″,90 72	520″,22 75	566″,52 79	614″,81 82	665″,09 85	717″,35 89	771″,61 92	827″,86 95
1	393 ,85 66	434 ,25 69	476 ,62 72	520 ,97 76	567 ,31 79	615 ,63 83	665 ,94 86	718 ,24 89	772 ,53 92	828 ,81 96
2	394 ,51 66	434 ,94 69	477 ,34 73	521 ,73 76	568 ,10 79	616 ,46 82	666 ,80 85	719 ,13 89	773 ,45 92	829 ,77 95
3	395 ,17 66	435 ,63 69	478 ,07 72	522 ,49 75	568 ,89 79	617 ,28 82	667 ,65 86	720 ,02 89	774 ,37 93	830 ,72 96
4	395 ,83 66	436 ,32 69	478 ,79 72	523 ,24 76	569 ,68 79	618 ,10 83	668 ,51 86	720 ,91 89	775 ,30 92	831 ,68 96
5	396 ,49 65	437 ,01 69	479 ,51 73	524 ,00 76	570 ,47 79	618 ,93 82	669 ,37 85	721 ,80 89	776 ,22 92	832 ,64 95
6	397 ,14 66	437 ,70 69	480 ,24 72	524 ,76 76	571 ,26 79	619 ,75 82	670 ,22 86	722 ,69 89	777 ,14 93	833 ,59 96
7	397 ,80 66	438 ,39 70	480 ,96 73	525 ,52 76	572 ,05 80	620 ,57 83	671 ,08 86	723 ,58 89	778 ,07 92	834 ,55 96
8	398 ,46 67	439 ,09 69	481 ,69 73	526 ,28 76	572 ,85 79	621 ,40 83	671 ,94 86	724 ,47 89	778 ,99 93	835 ,51 96
9	399 ,13 66	439 ,78 70	482 ,42 73	527 ,04 76	573 ,64 79	622 ,23 82	672 ,80 86	725 ,36 90	779 ,92 93	836 ,47 96
10	399 ,79 66	440 ,48 69	483 ,15 72	527 ,80 76	574 ,43 80	623 ,05 83	673 ,66 86	726 ,26 89	780 ,85 92	837 ,43 96
11	400 ,45 66	441 ,17 70	483 ,87 73	528 ,56 76	575 ,23 79	623 ,88 83	674 ,52 86	727 ,15 89	781 ,77 93	838 ,39 96
12	401 ,11 66	441 ,87 69	484 ,60 73	529 ,32 76	576 ,02 80	624 ,71 83	675 ,38 86	728 ,04 90	782 ,70 93	839 ,35 96
13	401 ,77 67	442 ,56 70	485 ,33 73	530 ,08 76	576 ,82 79	625 ,54 82	676 ,24 86	728 ,94 89	783 ,63 93	840 ,31 96
14	402 ,44 66	443 ,26 70	486 ,06 73	530 ,84 77	577 ,61 80	626 ,36 83	677 ,10 87	729 ,83 90	784 ,56 92	841 ,27 96
15	403 ,10 67	443 ,96 69	486 ,79 73	531 ,61 76	578 ,41 80	627 ,19 83	677 ,97 86	730 ,73 90	785 ,48 93	842 ,23 96
16	403 ,77 66	444 ,65 70	487 ,52 73	532 ,37 77	579 ,21 79	628 ,02 83	678 ,83 86	731 ,63 89	786 ,41 93	843 ,19 97
17	404 ,43 67	445 ,35 70	488 ,25 73	533 ,14 76	580 ,00 80	628 ,85 84	679 ,69 87	732 ,52 90	787 ,34 93	844 ,16 96
18	405 ,10 66	446 ,05 70	488 ,98 74	533 ,90 77	580 ,80 80	629 ,69 83	680 ,56 86	733 ,42 90	788 ,27 94	845 ,12 97
19	405 ,76 67	446 ,75 70	489 ,72 73	534 ,67 76	581 ,60 80	630 ,52 83	681 ,42 87	734 ,32 90	789 ,21 93	846 ,09 96
20	406 ,43 67	447 ,45 70	490 ,45 73	535 ,43 77	582 ,40 80	631 ,35 83	682 ,29 86	735 ,22 90	790 ,14 93	847 ,05 97
21	407 ,10 67	448 ,15 70	491 ,18 74	536 ,20 76	583 ,20 80	632 ,18 84	683 ,15 87	736 ,12 90	791 ,07 93	848 ,02 96
22	407 ,77 66	448 ,85 70	491 ,92 73	536 ,96 77	584 ,00 80	633 ,02 83	684 ,02 87	737 ,02 90	792 ,00 94	848 ,98 97
23	408 ,43 67	449 ,55 70	492 ,65 74	537 ,73 77	584 ,80 80	633 ,85 83	684 ,89 86	737 ,92 90	792 ,94 93	849 ,95 97
24	409 ,10 67	450 ,25 71	493 ,39 73	538 ,50 77	585 ,60 80	634 ,68 84	685 ,75 87	738 ,82 90	793 ,87 93	850 ,92 96
25	409 ,77 67	450 ,96 70	494 ,12 74	539 ,27 77	586 ,40 80	635 ,52 83	686 ,62 87	739 ,72 90	794 ,80 94	851 ,88 97
26	410 ,44 67	451 ,66 70	494 ,86 74	540 ,04 77	587 ,20 81	636 ,35 84	687 ,49 87	740 ,62 90	795 ,74 93	852 ,85 97
27	411 ,11 68	452 ,36 71	495 ,60 73	540 ,81 77	588 ,01 80	637 ,19 84	688 ,36 87	741 ,52 90	796 ,67 94	853 ,82 97
28	411 ,79 67	453 ,07 70	496 ,33 74	541 ,58 77	588 ,81 80	638 ,03 83	689 ,23 87	742 ,42 91	797 ,61 94	854 ,79 97
29	412 ,46 67	453 ,77 71	497 ,07 74	542 ,35 77	589 ,61 81	638 ,86 84	690 ,10 87	743 ,33 90	798 ,55 93	855 ,76 97

30	413,13	67	454,48	70	497,81	74	543,12	77	590,42	80	639,70	84	690,97	87	744,23	91	799,48	94	856,73	97
31	413,80	68	455,18	71	498,55	74	543,89	78	591,22	81	640,54	84	691,84	87	745,14	90	800,42	94	857,70	97
32	414,48	67	455,89	71	499,29	74	544,67	77	592,03	81	641,38	84	692,71	88	746,04	91	801,36	94	858,67	97
33	415,15	67	456,60	71	500,03	74	545,44	77	592,84	80	642,22	84	693,59	87	746,95	90	802,30	94	859,64	98
34	415,82	68	457,31	70	500,77	74	546,21	78	593,64	81	643,06	84	694,46	87	747,85	91	803,24	94	860,62	97
35	416,50	68	458,01	71	501,51	74	546,99	77	594,45	81	643,90	84	695,33	88	748,76	91	804,18	94	861,59	97
36	417,18	67	458,72	71	502,25	74	547,76	78	595,26	81	644,74	84	696,21	87	749,67	90	805,12	94	862,56	98
37	417,85	68	459,43	71	502,99	75	548,54	77	596,07	80	645,58	84	697,08	88	750,57	91	806,06	94	863,54	97
38	418,53	68	460,14	71	503,74	74	549,31	78	596,87	81	646,42	84	697,96	87	751,48	91	807,00	94	864,51	98
39	419,21	67	460,85	71	504,48	74	550,09	78	597,68	81	647,26	85	698,83	88	752,39	91	807,94	95	865,49	98
40	419,88	68	461,56	71	505,22	75	550,87	77	598,49	81	648,11	84	699,71	88	753,30	91	808,89	94	866,47	97
41	420,56	68	462,27	72	505,97	74	551,64	78	599,30	82	648,95	85	700,59	87	754,21	91	809,83	94	867,44	98
42	421,24	68	462,99	71	506,71	75	552,42	78	600,12	81	649,80	84	701,46	88	755,12	91	810,77	95	868,42	98
43	421,92	68	463,70	71	507,46	74	553,20	78	600,93	81	650,64	85	702,34	88	756,03	92	811,72	94	869,40	97
44	422,60	68	464,41	72	508,20	75	553,98	78	601,74	81	651,49	84	703,22	88	756,95	91	812,66	95	870,37	98
45	423,28	68	465,13	71	508,95	75	554,76	78	602,55	82	652,33	85	704,10	88	757,86	91	813,61	94	871,35	98
46	423,96	68	465,84	71	509,70	75	555,54	78	603,37	81	653,18	85	704,98	88	758,77	91	814,55	95	872,33	98
47	424,64	69	466,55	72	510,45	74	556,32	78	604,18	81	654,03	84	705,86	88	759,68	92	815,50	95	873,31	98
48	425,33	68	467,27	72	511,19	75	557,10	78	604,99	82	654,87	85	706,74	88	760,60	91	816,45	95	874,29	98
49	426,01	68	467,99	71	511,94	75	557,88	79	605,81	82	655,72	85	707,62	88	761,51	92	817,40	94	875,27	99
50	426,69	69	468,70	72	512,69	75	558,67	78	606,63	81	656,57	85	708,50	89	762,43	91	818,34	95	876,26	98
51	427,38	68	469,42	72	513,44	75	559,45	78	607,44	82	657,42	85	709,39	88	763,34	92	819,29	95	877,24	98
52	428,06	69	470,14	71	514,19	75	560,23	79	608,26	82	658,27	85	710,27	88	764,26	92	820,24	95	878,22	98
53	428,75	68	470,85	72	514,94	76	561,02	78	609,08	81	659,12	85	711,15	89	765,18	91	821,19	95	879,20	99
54	429,43	69	471,57	72	515,70	75	561,80	79	609,89	82	659,97	85	712,04	88	766,09	92	822,14	95	880,19	98
55	430,12	69	472,29	72	516,45	75	562,59	78	610,71	82	660,82	85	712,92	89	767,01	92	823,09	96	881,17	99
56	430,81	68	473,01	72	517,20	75	563,37	79	611,53	82	661,67	86	713,81	88	767,93	92	824 05	95	882,16	98
57	431,49	69	473,73	72	517,95	76	564,16	79	612,35	82	662,53	85	714,69	89	768,85	92	825,00	95	883,14	99
58	432,18	69	474,45	72	518,71	75	564,95	78	613,17	82	663,38	85	715,58	89	769,77	92	825,95	95	884,13	98
59	432,87	69	475,17	73	519,46	76	565,73	79	613,99	82	664,23	86	716,47	88	770,69	92	826,90	96	885,11	99
60	433,56		475,90		520,22		566,52		614,81		665,09		717,35		771,61		827,86		886,10	

Über die Genauigkeit der Rechnung nach den Formeln (III) und (III′) ist folgendes zu bemerken

1 Genäherte Rechnung bei Plattenfeldern bis 10° × 10° Da die vernachlässigten Glieder 4 und höherer Ordnung in diesem Falle bei $\mathfrak{D} = 60°$ maximal rund 0′,5 (in Bogen gr Kr) erreichen, so brauchen alle Rechnungen nur bis auf ganze Zehner von Bogensekunden bzw ganze Zeitsekunden geführt zu werden, wozu die in den Tafeln gegebene Stellenzahl der Koeffizienten ausreicht Analoges gilt für τ und τ', hier macht jedoch der mit dem Faktor $\frac{1}{15}\sec^3\mathfrak{D}$ zu multiplizierende Wert $\tau(X'')$ in (III′) eine Ausnahme Soll die Zeitsekunde rechnerisch gesichert sein, so muß in höheren Deklinationen $\tau(X'')$ auf 1″ angesetzt werden Bei geringeren Ansprüchen an Rechenschärfe genügt entsprechend rohere Näherung, $\tau(Y'')$ und $\tau'(\Delta\delta'')$ können dann, da maximal nur 46″ erreichend, fortfallen Der Gesamtfehler der Formeln steigt hierdurch bei $\mathfrak{D} = 60°$ in den Ecken einer 10°×10°-Platte auf etwa 1′,5 (in Bogen gr Kr)

Tafel 3

$\Delta\alpha$	$\frac{1}{2}\frac{\mathrm{tg}^4\frac{\Delta\alpha}{2}}{\sin 1''}$	Diff.
0m	0′,00	0
1	,00	0
2	,00	0
3	,00	0
4	,00	0
5	0 ,00	0
6	,00	1
7	,01	0
8	,01	1
9	,02	0
10	0 ,02	1
11	,03	2
12	,05	2
13	,07	2
14	,09	3
15	0 ,12	3
16	,15	5
17	,20	5
18	,25	5
19	,30	7
20	0 ,37	9
21	,46	9
22	,55	11
23	,66	12
24	,78	14
25	0 ,92	15
26	1 ,07	18
27	,25	19
28	,44	22
29	,66	24
30	1 ,90	

Tafel 4

δ	d	$\frac{\sin 4\delta}{\sin 4d}$	Diff.	δ	d
45°	0°	+0,00 —	7	45°	90°
44	1	0,07	7	46	89
43	2	0,14	7	47	88
42	3	0,21	7	48	87
41	4	0,28	6	49	86
40	5	+0,34 —	7	50	85
39	6	0,41	6	51	84
38	7	0,47	6	52	83
37	8	0,53	6	53	82
36	9	0,59	5	54	81
35	10	+0,64 —	5	55	80
34	11	0,69	5	56	79
33	12	0,74	5	57	78
32	13	0,79	4	58	77
31	14	0,83	4	59	76
30	15	+0,87 —	3	60	75
29	16	0,90	3	61	74
28	17	0,93	2	62	73
27	18	0,95	2	63	72
26	19	0,97	1	64	71
25	20	+0,98 —	1	65	70
24	21	0,99	1	66	69
23	22	1,00	0	67	68
22	23	1,00	1	68	67
21	24	0,99	1	69	66
20	25	+0,98 —		70	65

2 Scharfe Rechnung bei Plattenfeldern bis 1° × 1° Die höheren Glieder bleiben für $\mathfrak{D} \leqq 60°$ unter 0″,01 bzw 0s,001 Wenn die Koeffizienten $\mathfrak{a}_1$, $\mathfrak{a}_2$, d_2 und $\sec^2\mathfrak{D}$ auf die in den Tafeln 5 und 6 angegebenen Stellenzahlen angesetzt werden, so gilt dieselbe Grenze auch für die reine Rechenunsicherheit mit Ausnahme der ersten der Gleichungen (III′), wo in den Ecken eines Plattenfeldes von 1°×1° ein Fehler von 0s,003 auftreten kann Er rührt von dem Glied $a_1 \frac{X''}{1000}\frac{Y''}{1000}$ her und ist zu vermeiden, indem a_1 aus seiner Definitionsgleichung

$$a_1 = +\frac{1}{15}10^6 \sin 1'' \sec\mathfrak{D}\,\mathrm{tg}\,\mathfrak{D} = +0{,}32321 \sec\mathfrak{D}\,\mathrm{tg}\,\mathfrak{D}$$

auf 0,0001 berechnet wird

Ferner ist zu beachten, daß $\tau'(\Delta\delta'')$ und $\tau(Y'')$ auf 0″,01, $\tau(X'')$ in höheren Deklinationen auf 0″,001 anzusetzen sind, um die angegebene Rechenschärfe zu gewährleisten Dementsprechend gibt Tafel 1 bis zu 30′ die Werte τ dreistellig

Wenn die Glieder 3 Ordnung zu vernachlässigen sind, empfiehlt es sich, in die Reihen für X und $\Delta\alpha$ in den ersten Gliedern statt $\mathfrak{D}$ die Deklination δ des

(Fortsetzung S 555)

Tafel 5

$\mathfrak{D}$	$\mathfrak{a}_1$	Δ	$\mathfrak{d}_1$	Δ	a_1	Δ	d_1	Δ
0°,0	−0,000	63	+0,000	48	+0,000	3	−0,000	21
0,5	,063	64	,048	47	,003	3	,021	21
1,0	,127	63	,095	48	,006	2	,042	21
1,5	,190	64	,143	47	,008	3	,063	22
2,0	,254	63	,190	48	,011	3	,085	21
2,5	−0,317	64	+0,238	47	+0,014	3	−0,106	21
3,0	,381	63	,285	47	,017	3	,127	21
3,5	,444	63	,332	48	,020	3	,148	22
4,0	,507	64	,380	47	,023	3	,170	21
4,5	,571	63	,427	47	,026	2	,191	21
5,0	−0,634	63	+0,474	46	+0 028	3	−0,212	21
5,5	,697	63	,520	47	,031	3	,233	22
6,0	,760	63	,567	46	,034	3	,255	21
6,5	,823	63	,613	47	,037	3	,276	22
7,0	,886	63	,660	46	,040	3	,298	21
7,5	−0,949	63	+0,706	46	+0,043	3	−0,319	22
8,0	−1,012	63	,752	45	,046	3	,341	21
8,5	,075	63	,797	46	,049	3	,362	22
9,0	,138	62	,843	45	,052	3	,384	22
9,5	,200	63	,888	45	,055	3	,406	21
10,0	−1,263	62	+0,933	44	+0,058	3	−0,427	22
10,5	,325	63	+0,977	45	,061	3	,449	22
11,0	,388	62	+1,022	44	,064	3	,471	22
11,5	,450	62	,066	43	,067	3	,493	22
12,0	,512	62	,109	44	,070	3	,515	22
12,5	−1,574	62	+1,153	42	+0,073	4	−0,537	23
13,0	,636	62	,195	43	,077	3	,560	22
13,5	,698	61	,238	42	,080	3	,582	22
14,0	,759	62	,280	42	,083	3	,604	23
14,5	,821	61	,322	42	,086	3	,627	23
15,0	−1,882	61	+1,364	41	+0,089	4	−0,650	22
15,5	−1,943	61	,405	40	,093	3	,672	23
16,0	−2,004	61	,445	40	,096	4	,695	23
16,5	,065	61	,485	40	,100	3	,718	23
17,0	,126	61	,525	39	,103	4	,741	23
17,5	−2,187	60	+1,564	39	+0,107	3	−0,764	24
18,0	,247	60	,603	38	,110	4	,788	23
18,5	,307	61	,641	38	,114	4	,811	24
19,0	,368	60	,679	37	,118	3	,835	23
19,5	,428	59	,716	37	,121	4	,858	24
20,0	−2,487	60	+1,753	36	+0,125	4	−0,882	24
20,5	,547	59	,789	36	,129	4	,906	25
21,0	,606	59	,825	35	,133	4	,931	24
21,5	,665	59	,860	34	,137	4	,955	24
22,0	,724	59	,894	34	,141	4	−0,979	25
22,5	−2,783	58	+1,928	34	+0,145	4	−1,004	25
23,0	,841	59	,962	32	,149	4	,029	25
23,5	,900	58	+1,994	33	,153	5	,054	25
24,0	−2,958	58	+2,027	31	,158	4	,079	26
24,5	−3,016	57	,058	31	,162	4	,105	25
25,0	−3,073	58	+2,089	30	+0,166	5	−1,130	26
25,5	,131	57	,119	30	,171	4	,156	26
26,0	,188	57	,149	29	,175	5	,182	27
26,5	,245	57	,178	28	,180	5	,209	26
27,0	,302	56	,206	28	,185	5	,235	27
27,5	−3,358	56	+2,234	27	+0,190	5	−1,262	27
28,0	,414	56	,261	26	,195	5	,289	27
28,5	,470	56	,287	26	,200	5	,316	28
29,0	,526	55	,313	25	,205	5	,344	28
29,5	,581	55	,338	24	,210	6	,372	28
30,0	−3,636		+2,362		+0,216		−1,400	

$\mathfrak{D}$	$\mathfrak{a}_1$	Δ	$\mathfrak{d}_1$	Δ	a_1	Δ	d_1	Δ
30°,0	−3,636	55	+2,362	23	+0,216	5	−1,400	28
30,5	,691	54	,385	23	,221	6	,428	29
31,0	,745	55	,408	22	,227	5	,457	28
31,5	,800	54	,430	21	,232	6	,485	30
32,0	,854	53	,451	21	,238	6	,515	29
32,5	−3,907	54	+2,472	19	+0,244	6	−1,544	30
33,0	−3,961	53	,491	19	,250	7	,574	30
33,5	−4,014	53	,510	18	,257	6	,604	31
34,0	,067	52	,528	18	,263	7	,635	31
34,5	,119	52	,546	17	,270	6	,666	31
35,0	−4,171	52	+2,563	16	+0,276	7	−1,697	32
35,5	,223	52	,579	15	,283	7	,729	32
36,0	,275	51	,594	14	,290	8	,761	33
36,5	,326	51	,608	13	,298	7	,794	33
37,0	,377	50	,621	13	,305	8	,827	33
37,5	−4,427	50	+2,634	12	+0,313	7	−1,860	34
38,0	,477	50	,646	11	,320	9	,894	34
38,5	,527	50	,657	10	,329	8	,928	35
39,0	,577	49	,667	10	,337	8	,963	35
39,5	,626	48	,677	9	,345	9	−1,998	36
40,0	−4,674	49	+2,686	8	+0,354	9	−2,034	36
40,5	,723	48	,694	7	,363	9	,070	37
41,0	,771	48	,701	6	,372	10	,107	38
41,5	,819	47	,707	5	,382	10	,145	38
42,0	,866	47	,712	5	,392	10	,183	38
42,5	−4,913	47	+2,717	3	+0,402	10	−2,221	39
43,0	−4,960	46	,720	3	,412	11	,260	40
43,5	−5,006	46	,723	2	,423	11	,300	41
44,0	,052	45	,725	2	,434	11	,341	41
44,5	,097	45	,727	0	,445	12	,382	42
45,0	−5,142	45	+2,727	0	+0,457	12	−2,424	43
45,5	,187	44	,727	2	,469	13	,467	43
46,0	,231	44	,725	2	,482	13	,510	44
46,5	,275	44	,723	3	,495	13	,554	45
47,0	,319	43	,720	3	,508	14	,599	46
47,5	−5,362	42	+2,717	5	+0,522	14	−2,645	47
48,0	,404	43	,712	5	,536	15	,692	48
48,5	,447	41	,707	6	,551	16	,740	49
49,0	,488	42	,701	7	,567	16	,789	49
49,5	,530	41	,694	8	,583	16	,838	51
50,0	−5,571	40	+2,686	9	+0,599	17	−2,889	52
50,5	,611	41	,677	10	,616	18	,941	52
51,0	,652	39	,667	10	,634	19	−2,993	54
51,5	,691	40	,657	11	,653	19	−3,047	56
52,0	,731	38	646	12	,672	20	,103	56
52,5	−5,769	39	+2,634	13	+0,692	21	−3,159	58
53,0	,808	38	,621	13	,713	21	,217	59
53,5	,846	37	,608	14	,734	23	,276	60
54,0	,883	37	,594	15	,757	23	,336	62
54,5	,920	37	,579	16	,780	25	,398	64
55,0	−5,957	36	+2,563	17	+0,805	25	−3,462	65
55,5	−5,993	36	,546	18	,830	27	,527	67
56,0	−6,029	35	,528	18	,857	28	,594	68
56,5	,064	35	,510	19	,885	29	,662	71
57,0	,099	34	,491	19	,914	30	,733	72
57,5	−6,133	34	+2,472	21	+0,944	32	−3,805	74
58,0	,167	34	,451	21	+0,976	33	,879	77
58,5	,201	33	,430	22	+1,009	35	−3,956	78
59,0	,234	32	,408	23	,044	37	−4,034	81
59,5	,266	32	,385	23	,081	39	,115	84
60,0	−6,298		+2,362		+1,120		−4,199	

Bei negativem $\mathfrak{D}$ kehren sich alle Vorzeichen um

Tafel 6

$\mathfrak{D}$	$\mathfrak{a}_2$	Diff.	$\mathfrak{d}_2$	Diff.	a_2	Diff.	d_2	Diff.	$\sec^2 \mathfrak{D}$	Diff.
0°	+0,0264		+0,0264		+0,0000		−0,0118		+1,00	
1	,0264	0	,0264	0	,0000	0	,0118	0	,00	0
2	,0264	0	,0264	0	,0000	0	,0118	0	,00	0
3	,0263	1	,0263	1	,0000	0	,0118	0	,00	0
4	,0262	1	,0262	1	,0000	0	,0118	0	,00	0
5	+0,0260	2	+0,0260	2	+0,0000	0	−0,0118	0	+1,01	1
6	,0259	1	,0259	1	,0000	0	,0119	1	,01	0
7	,0257	2	,0257	2	,0000	0	,0119	0	,02	1
8	,0254	3	,0254	3	,0000	0	,0120	1	,02	0
9	,0252	2	,0251	3	,0000	0	,0120	0	,03	1
10	+0,0249	3	+0,0248	3	+0,0000	0	−0,0121	1	+1,03	0
11	,0245	4	,0245	3	,0001	1	,0122	1	,04	1
12	,0242	3	,0242	3	,0001	0	,0123	1	,05	1
13	,0238	4	,0238	4	,0001	0	,0124	1	,05	0
14	,0234	4	,0233	5	,0001	0	,0125	1	,06	1
15	+0,0230	4	+0,0229	4	+0,0001	0	−0,0126	1	+1,07	1
16	,0225	5	,0224	5	,0001	0	,0127	1	,08	1
17	,0220	5	,0219	5	,0002	1	,0129	2	,09	1
18	,0215	5	,0214	5	,0002	0	,0130	1	,11	2
19	,0210	5	,0208	6	,0002	0	,0131	1	,12	1
20	+0,0205	5	+0,0203	5	+0,0002	0	−0,0133	2	+1,13	1
21	,0199	6	,0197	6	,0002	0	,0135	2	,15	2
22	,0194	5	,0190	7	,0003	1	,0137	2	,16	1
23	,0188	6	,0184	6	,0003	0	,0139	2	,18	2
24	,0182	6	,0177	7	,0003	0	,0141	2	,20	2
25	+0,0175	7	+0,0170	7	+0,0004	1	−0,0143	2	+1,22	2
26	,0169	6	,0163	7	,0004	0	,0145	2	,24	2
27	,0163	6	,0155	8	,0005	1	,0148	3	,26	2
28	,0156	7	,0148	7	,0005	0	,0151	3	,28	2
29	,0150	6	,0140	8	,0006	1	,0154	3	,31	3
30	+0,0143	7	+0,0132	8	+0,0006	0	−0,0157	3	+1,33	2
31	,0136	7	,0124	8	,0007	1	,0160	3	,36	3
32	,0130	6	,0116	8	,0007	0	,0163	3	,39	3
33	,0123	7	,0108	8	,0008	1	,0167	4	,42	3
34	,0116	7	,0099	9	,0009	1	,0171	4	,45	3
35	+0,0110	6	+0,0090	9	+0,0009	0	−0,0175	4	+1,49	4
36	,0103	7	,0082	8	,0010	1	,0180	5	,53	4
37	,0096	7	,0073	9	,0011	1	,0184	4	,57	4
38	,0090	6	,0064	9	,0012	0	,0189	5	,61	4
39	,0083	7	,0055	9	,0013	1	,0195	6	,66	5
40	+0,0077	6	+0,0046	9	+0,0014	1	−0,0200	5	+1,70	4
41	,0071	6	,0037	9	,0016	2	,0206	6	,76	6
42	,0065	6	,0028	9	,0017	1	,0213	7	,81	5
43	,0059	6	,0018	10	,0019	2	,0220	7	,87	6
44	,0053	6	+0,0009	9	,0020	1	,0227	7	+1,93	6
45	+0,0047	6	0,0000	9	+0,0022	2	−0,0235	8	+2,00	7
46	,0041	6	−0,0009	9	,0024	2	,0244	9	,07	7
47	,0036	5	,0018	9	,0026	2	,0253	9	,15	8
48	,0030	6	,0028	10	,0029	3	,0262	9	,23	8
49	,0025	5	,0037	9	,0032	3	,0273	11	,32	9
50	+0,0020	5	−0,0046	9	+0,0035	3	−0,0284	11	+2,42	10
51	,0016	4	,0055	9	,0038	3	,0297	13	,52	10
52	,0011	5	,0064	9	,0042	4	,0310	13	,64	12
53	,0007	4	,0073	9	,0046	4	,0324	14	,76	12
54	+0,0003	4	,0082	9	,0051	5	,0340	16	+2,89	13
55	−0,0001	4	−0,0090	8	+0,0056	5	−0,0357	17	+3,04	15
56	,0005	4	,0099	9	,0062	6	,0376	19	,20	16
57	,0008	3	,0108	9	,0068	6	,0396	20	,37	17
58	,0011	3	,0116	8	,0076	8	,0418	22	,56	19
59	,0014	3	,0124	8	,0085	9	,0443	25	+3,77	21
60	−0,0017	3	−0,0132	8	+0,0094	9	−0,0470	27	+4,00	23

Bei negativem $\mathfrak{D}$ bleiben alle Vorzeichen erhalten

Sterns einzuführen, weil hierdurch die Glieder 2. Ordnung in diesen Formeln überhaupt entfallen. (III) und (III') gehen damit über in

$$\left.\begin{aligned} X'' &= 15\cos\delta\,\Delta\alpha^s, \\ Y'' &= \Delta\delta'' + \mathfrak{b}_1\left(\frac{\Delta\alpha^s}{100}\right)^2, \end{aligned}\right\} \qquad \text{(IV)}$$

$$\left.\begin{aligned} \Delta\alpha^s &= \frac{1}{15}\sec\delta\,X'', \\ \Delta\delta'' &= Y'' + d_1\left(\frac{X''}{1000}\right)^2 \end{aligned}\right\} \qquad \text{(IV')}$$

In dieser Form sind die Reihenentwicklungen sehr bequem und auch noch für viele Zwecke ausreichend. Um den Grad der Annäherung zu beurteilen, kann man für einen Stern in der äußersten Plattenecke entweder die Rechnung nach den strengen Formeln durchführen oder die vernachlässigten Glieder 3. Ordnung berechnen. Im letzteren Falle ist aber zu beachten, daß sich diese Glieder durch die Einführung von δ statt $\mathfrak{D}$ in den Reihen für X und $\Delta\alpha$ gegenüber (III) und (III') ändern. Die Glieder 3. Ordnung lauten jetzt

in der Reihe für X

$$+0{,}01763\cos\mathfrak{D}\,\frac{\Delta\alpha^s}{100}\left(\frac{\Delta\delta''}{1000}\right)^2 + \mathfrak{a}_2\left(\frac{\Delta\alpha^s}{100}\right)^3,$$

in der Reihe für $\Delta\alpha$

$$-0{,}00078\sec\mathfrak{D}\,\frac{X''}{1000}\left(\frac{Y''}{1000}\right)^2 + 0{,}00026\sec\mathfrak{D}\,(\sec^2\mathfrak{D} - 3)\left(\frac{X''}{1000}\right)^3$$

Die Einheiten sind dieselben wie vorher, die Glieder der Reihe für X erscheinen also in Bogensekunden, die der Reihe für $\Delta\alpha$ in Zeitsekunden ausgedrückt. In den Reihen für Y und $\Delta\delta$ bleiben selbstverständlich alle Glieder unverändert.

Verzeichnis weiterer Hilfstafeln zur Transformation von X, Y in α, δ und umgekehrt.

HINKS, Mem. R. A. S. 57, S. 147.
HNATEK, A. N. 181, S. 133 (1909), Zusatz hierzu A. N. 183, S. 89 (1909).
JACOBY, Columbia Contr. Nr. 23 (1905).
LAGARDE, Bull. Carte du Ciel V, C 1, Neue Ausgabe J. O. 11, S. 17.
PETERS, Veröff. d. Astr. Recheninst. Berlin-Dahlem Nr. 47 (1929).
SCHORR, Hilfstafeln d. Hamb. Sternwarte, Abschn. G (1924), Tafel 101, 102.

Vorstehende Tafeln mit Ausnahme der PETERSschen sind vorzugsweise zur Reduktion der an Himmelskartenrefraktoren aufgenommenen Platten bestimmt, jedoch für beliebige $\mathfrak{D}$ brauchbar. Tafeln, welche ausschließlich für spezielle Werte von $\mathfrak{D}$ eingerichtet sind, finden sich in den Einleitungen und Anhängen zu zahlreichen Bänden des Katalogs der photographischen Himmelskarte.

Anhang II. Photographische Refraktionstafeln.

Erläuterungen.

Die Tafeln beruhen auf der GYLDÉNschen Theorie und der BAUSCHINGERschen Konstante (60",15) der Refraktion. Als Umrechnungsfaktor der visuellen Refraktion auf die photographische wurde angenommen $\varkappa = 1{,}0155$, übereinstimmend mit den Tafeln des Verfassers in A. N. 236, S. 81 (1929). Von dort sind unverändert übernommen die vorliegenden Tafeln 8, 9, 10, 11 und 16. In der Form verändert und durch die Werte λ ergänzt ist Tafel 7. Neu gerechnet

wurden auf Grund der Werte von ALBRECHT[1] die Tafeln 13, 14 und 15 sowie nach LANDOLT-BORNSTEIN[2] die Tafel 12

Zur zahlenmaßigen Berechnung der Refraktion wird der Koeffizient β meist in Verbindung mit den Faktoren $\sin 1''$ und $\sin^2 1''$ gebraucht Dementsprechend fuhren die Tafeln unmittelbar zu den Werten $\mathfrak{B} = \beta \sin 1''$ und $\mathfrak{b} = \beta \sin^2 1''$ Setzt man weiter $\mathfrak{B}_0 = \beta_0 \sin 1''$ und $\mathfrak{b}_0 = \beta_0 \sin^2 1''$, wo β_0 den auf mittleren atmospharischen Zustand bezogenen Wert von β bezeichnet, so gelten die bekannten Gleichungen

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_0 B T \gamma^\lambda,$$
$$\mathfrak{b} = \mathfrak{b}_0 B T \gamma^\lambda,$$

worin B vom Barometerstand, T von der Temperatur des Quecksilbers im Barometer, γ von der Lufttemperatur und λ von der Zenitdistanz abhangt

Zur Auswertung dieser Formeln bieten die Refraktionstafeln folgende Wege, die sich durch die Art und die Genauigkeit der Rechnung unterscheiden

A Vierstellige logarithmische Rechnung (Genauigkeit etwa 2×10^{-4}) Tafeln 7, 9, 10, 11

$$\log \mathfrak{B} = \log \mathfrak{B}_0 + \log B + \log T + \lambda \log \gamma,$$
$$\log \mathfrak{b} = \log \mathfrak{B} + \log \sin 1'' \qquad [\log \sin 1'' = 4{,}6856 - 10]$$

B Numerische Rechnung (Genauigkeit etwa 10^{-3}) Tafeln 7, 8, 12, 13, 14, 15

Wird als Argument zur Entnahme der vom Barometerstand abhangigen Große der nach Tafel 12 auf 0° reduzierte Barometerstand benutzt, so entfallt der Faktor T Da auch der Einfluß von λ innerhalb der Genauigkeitsgrenze von 10^{-3} verschwindet, so gilt

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_0 B \gamma,$$
$$\mathfrak{b} = \mathfrak{b}_0 B \gamma$$

Wird nun gesetzt

$$\sigma_1 = B - 1,$$
$$\sigma_2 = \gamma - 1,$$
$$\sigma_3 = \sigma_1 \sigma_2,$$

so ergeben sich $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{b}$ aus

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3,$$
$$\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_0 + \sigma \mathfrak{B}_0,$$
$$\mathfrak{b} = \mathfrak{b}_0 + \sigma \mathfrak{b}_0$$

C Genaherte Rechnung (Genauigkeit etwa 10^{-2}) Tafeln 7, 8, 16

Innerhalb der Genauigkeitsgrenze von 10^{-2} ist der Einfluß der Temperatur auf den Barometerstand verschwindend In diesem Falle kann σ unmittelbar aus Tafel 16 entnommen werden, und man rechnet wie unter B nach den Formeln

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_0 + \sigma \mathfrak{B}_0,$$
$$\mathfrak{b} = \mathfrak{b}_0 + \sigma \mathfrak{b}_0$$

Zur Berechnung der Refraktionsglieder mit β' definiert man analog eine Große $\mathfrak{B}' = \beta' \sin 1''$ und hat folgende Zahlenwerte einzusetzen

$$\beta' = -0'',087,$$
$$\mathfrak{B}' = -0{,}420 \times 10^{-6}$$

Die meteorologischen Daten konnen hier, falls ausnahmsweise erforderlich, in analoger Weise wie oben bei den Koeffizienten $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{b}$ berucksichtigt werden, es genugt stets die genaherte Rechnung nach C

[1] ALBRECHT, Formeln und Hilfstafeln fur geographische Ortsbestimmungen, 4 Aufl (1908), Tafeln 31f, 31g

[2] LANDOLT-BORNSTEIN, Phys-chem Tabellen, 5 Aufl (1923), Tab 18, 19

Tafel 7 $\mathfrak{B}_0$, $\log \mathfrak{B}_0$, λ

Argument ζ = wahre Zenitdistanz

ζ	$\log \mathfrak{B}_0$	$10^4 \mathfrak{B}_0$	λ
0°	6,4516	2,829	
10	516	,829	
20	515	,828	
30	514	,827	
35	6,4513	2,827	
40	512	,826	
45	510	,825	1,002
50	507	,823	,002
55	503	,821	,003
60	6,4497	2,817	1,004
61	496	,816	,005
62	494	,814	,005
63	492	,813	,006
64	490	,812	,006
65	6,4488	2,810	1,006
66	485	,809	,007
67	482	,807	,008
68	478	,804	,009
69	474	,802	,009
70	6,4470	2,799	1,010

Tafel 8 $\mathfrak{b}_0$

Argumente ζ = wahre Zenitdistanz und $\operatorname{tg}\zeta$

ζ	$\operatorname{tg}\zeta$	$10^8 \mathfrak{b}_0$
0°,0	0,00	
		0,1371
34 ,0	0,67	
		0,1370
44 ,5	0,98	
		0,1369
50 ,5	1,21	
		0,1368
54 ,7	1,41	
		0,1367
57 ,7	1,58	
		0,1366
60 ,2	1,74	
		0,1365
62 ,0	1,88	
		0,1364
63 ,6	2,01	
		0,1363
65 ,0	2,14	
		0,1362
66 ,2	2,26	
		0,1361
67 ,2	2,38	
		0,1360
68 ,1	2,49	
		0,1359
68 ,9	2,59	
		0,1358
69 ,6	2,69	
		0,1357
70 ,2	2,78	

Tafel 9 $\log B$

Argument b = Barometerstand in mm Einheit 0,0001

b	$\log B$	b	$\log B$	b	$\log B$	b	$\log B$	b	$\log B$	b	$\log B$
mm		mm		mm		mm		mm		mm	
600	-978^{IV}	630	-766^{IV}	660	-564^{IV}	690	-371^{IV}	720	-186^{IV}	750	$-\ 9^{\mathrm{IV}}$
01	971	31	759	61	557	91	365	21	180	51	− 3
02	963	32	752	62	551	92	358	22	174	52	+ 3
03	956	33	745	63	544	93	352	23	168	53	9
04	949	34	738	64	538	94	346	24	162	54	14
605	−942	635	−732	665	−531	695	−339	725	−156	755	+ 20
06	935	36	725	66	525	96	333	26	150	56	26
07	927	37	718	67	518	97	327	27	144	57	32
08	920	38	711	68	512	98	321	28	138	58	37
09	913	39	704	69	505	99	315	29	132	59	43
610	−906	640	−698	670	−499	700	−308	730	−126	760	+ 49
11	899	41	691	71	492	01	302	31	120	61	54
12	892	42	684	72	486	02	296	32	114	62	60
13	885	43	677	73	479	03	290	33	108	63	66
14	878	44	670	74	473	04	284	34	102	64	72
615	−871	645	−664	675	−466	705	−277	735	− 97	765	+ 77
16	864	46	657	76	460	06	271	36	91	66	83
17	856	47	650	77	454	07	265	37	85	67	89
18	849	48	643	78	447	08	259	38	79	68	94
19	842	49	637	79	441	09	253	39	73	69	100
620	−835	650	−630	680	−434	710	−247	740	− 67	770	+106
21	828	51	624	81	428	11	241	41	61	71	111
22	821	52	617	82	422	12	234	42	55	72	117
23	814	53	610	83	415	13	228	43	49	73	123
24	807	54	603	84	409	14	222	44	44	74	128
625	−800	655	−597	685	−402	715	−216	745	− 38	775	+134
26	794	56	590	86	396	16	210	46	32	76	139
27	787	57	584	87	390	17	204	47	26	77	145
28	780	58	577	88	383	18	198	48	20	78	150
29	773	59	570	89	377	19	192	49	15	79	156
630	−766	660	−564	690	−371	720	−186	750	− 9	780	+162

Tafel 10 $\log T$

Argument (t) = Quecksilbertemperatur in Celsiusgraden Einheit 0,0001

(t)	$\log T$	(t)	$\log T$
−20°	+14^IV	+ 5°	− 3^IV
15	10	10	7
10	7	15	10
− 5	+ 3	20	14
0	0	25	17
		+30	−21

Tafel 12 Reduktion des Barometerstandes auf 0°

Argumente b = Barometerstand in mm, (t) = Quecksilbertemperatur in Celsiusgraden

(t) \ b	600	650	700	750	800
	mm	mm	mm	mm	mm
± 0°	∓0,0	∓0,0	∓0,0	∓0,0	∓0,0
5	0,5	0,5	0,6	0,6	0,7
10	1,0	1,1	1,1	1,2	1,3
±15	∓1,5	∓1,6	∓1,7	∓1,8	∓2,0
20	2,0	2,1	2,3	2,4	2,6
25	2,4	2,6	2,8	3,0	3,2
±30	∓2,9	∓3,2	∓3,4	∓3,7	∓3,9

Tafel 11 $\log \gamma$ Argument t = Lufttemperatur in Celsiusgraden Einheit 0,0001

t	$\log \gamma$	Diff.	t	$\log \gamma$	Diff.
−20°	+480^IV	18	+ 5°	+ 67^IV	15
19	462	17	6	52	16
18	445	17	7	36	16
17	428	17	8	20	15
16	411	17	9	+ 5	16
−15	+394	17	+10	− 11	15
14	377	17	11	26	16
13	360	17	12	42	15
12	343	17	13	57	15
11	326	16	14	72	15
−10	+310	17	+15	− 87	15
9	293	16	16	102	16
8	277	17	17	118	15
7	260	16	18	133	15
6	244	16	19	148	15
− 5	+228	17	+20	−163	15
4	211	16	21	178	14
3	195	16	22	192	15
2	179	16	23	207	15
− 1	163	16	24	222	15
0	+147	16	+25	−237	14
+ 1	131	16	26	251	15
2	115	16	27	266	14
3	99	16	28	280	15
4	83	16	29	295	14
+ 5	+ 67		+30	−309	

	18	17
1	1,8	1,7
2	3,6	3,4
3	5,4	5,1
4	7,2	6,8
5	9,0	8,5
6	10,8	10,2
7	12,6	11,9
8	14,4	13,6
9	16,2	15,3

	16	15
1	1,6	1,5
2	3,2	3,0
3	4,8	4,5
4	6,4	6,0
5	8,0	7,5
6	9,6	9,0
7	11,2	10,5
8	12,8	12,0
9	14,4	13,5

	14
1	1,4
2	2,8
3	4,2
4	5,6
5	7,0
6	8,4
7	9,8
8	11,2
9	12,6

Tafel 13 σ_1 Argument b_0 = Barometerstand in mm, auf 0° reduziert

b_0	σ_1	b_0	σ_1	b_0	σ_1	b_0	σ_1	b_0	σ_1	b_0	σ_1
mm		mm		mm		mm		mm		mm	
600	−0,202	630	−0,162	660	−0,122	690	−0,082	720	−0,042	750	−0,002
01	,200	31	,160	61	,120	91	,081	21	,041	51	−0,001
02	,199	32	,159	62	,119	92	,079	22	,039	52	+0,001
03	,198	33	,158	63	,118	93	,078	23	,038	53	,002
04	,196	34	,156	64	,116	94	,077	24	,037	54	,003
605	−0,195	635	−0,155	665	−0,115	695	−0,075	725	−0,035	755	+0,005
06	,194	36	,154	66	,114	96	,074	26	,034	56	,006
07	,192	37	,152	67	,112	97	,073	27	,033	57	,007
08	,191	38	,151	68	,111	98	,071	28	,031	58	,009
09	,190	39	,150	69	,110	99	,070	29	,030	59	,010
610	−0,188	640	−0,148	670	−0,108	700	−0,069	730	−0,029	760	+0,011
11	,187	41	,147	71	,107	01	,067	31	,027	61	,013
12	,186	42	,146	72	,106	02	,066	32	,026	62	,014
13	,184	43	,144	73	,104	03	,065	33	,025	63	,015
14	,183	44	,143	74	,103	04	,063	34	,023	64	,017
615	−0,182	645	−0,142	675	−0,102	705	−0,062	735	−0,022	765	+0,018
16	,180	46	,140	76	,100	06	,061	36	,021	66	,019
17	,179	47	,139	77	,099	07	,059	37	,019	67	,021
18	,178	48	,138	78	,098	08	,058	38	,018	68	,022
19	,176	49	,136	79	,096	09	,057	39	,017	69	,023
620	−0,175	650	−0,135	680	−0,095	710	−0,055	740	−0,015	770	+0,025
21	,174	51	,134	81	,094	11	,054	41	,014	71	,026
22	,172	52	,132	82	,092	12	,053	42	,013	72	,027
23	,171	53	,131	83	,091	13	,051	43	,011	73	,029
24	,170	54	,130	84	,090	14	,050	44	,010	74	,030
625	−0,168	655	−0,128	685	−0,088	715	−0,049	745	−0,009	775	+0,031
26	,167	56	,127	86	,087	16	,047	46	,007	76	,033
27	,166	57	,126	87	,086	17	,046	47	,006	77	,034
28	,164	58	,124	88	,085	18	,045	48	,005	78	,035
29	,163	59	,123	89	,083	19	,043	49	,003	79	,037
630	−0,162	660	−0,122	690	−0,082	720	−0,042	750	−0,002	780	+0,038

Tafel 14 σ_2 Argument t = Lufttemperatur in Celsiusgraden

t	σ^2	t	σ_2	t	σ_2	t	σ_2
−20°	+0,117	− 7°	+0,062	+ 5°	+0,016	+18°	+0,030
19	,112	6	,058	6	,012	19	,033
18	,108	− 5	+0,054	7	,008	+20	−0,037
17	,104	4	,050	8	,005	21	,040
16	,099	3	,046	9	+0,001	22	,043
−15	+0,095	2	,042	+10	−0,002	23	,047
14	,091	− 1	,038	11	,006	24	,050
13	,086	0	+0,034	12	,010	+25	−0,053
12	,082	+ 1	,031	13	,013	26	,056
11	,078	2	,027	14	,016	27	,059
−10	+0,074	3	,023	+15	−0,020	28	,063
9	,070	4	,019	16	,023	29	,066
− 8	+0,066	+ 5	+0,016	+17	−0,027	+30	−0,069

Tafel 15 σ_3

Argumente b_0 = Barometerstand in mm, auf 0° reduziert, t = Lufttemperatur in Celsiusgraden

b_0 \ t	−20°	−15°	−10°	−5°	0°	+5°	+10°	+15°	+20°	+25°	+30°
mm											
600	−0,023	−0,019	−0,015	−0,011	−0,007	−0,003	+0,001	+0,004	+0,007	+0,011	+0,014
10	,022	,018	,014	,010	,006	,003	0,000	,004	,007	,010	,013
20	,020	,017	,013	,009	,006	,003	,000	,003	,006	,009	,012
30	,019	,015	,012	,009	,006	,003	,000	,003	,006	,009	,011
40	,017	,014	,011	,008	,005	,002	,000	,003	,005	,008	,010
650	−0,016	−0,013	−0,010	−0,007	−0,005	−0,002	0,000	+0,003	+0,005	+0,007	+0,009
60	,014	,012	,009	,007	,004	,002	,000	,002	,004	,006	,008
70	,013	,010	,008	,006	,004	,002	,000	,002	,004	,006	,007
80	,011	,009	,007	,005	,003	,001	,000	,002	,003	,005	,007
90	,010	,008	,006	,004	,003	,001	,000	,002	,003	,004	,006
700	−0,008	−0,007	−0,005	−0,004	−0,002	−0,001	0,000	+0,001	+0,003	+0,004	+0,005
10	,006	,005	,004	,003	,002	,001	,000	,001	,002	,003	,004
20	,005	,004	,003	,002	,001	−0,001	,000	,001	,002	,002	,003
30	,003	,003	,002	,002	,001	,000	0,000	+0,001	,001	,002	,002
40	−0,002	−0,001	−0,001	−0,001	−0,001	,000	,000	0,000	+0,001	+0,001	+0,001
750	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
60	+0,001	+0,001	+0,001	+0,001	0,000	,000	,000	,000	,000	−0,001	−0,001
70	0,003	,002	,002	,001	+0,001	,000	,000	,000	−0,001	,001	,002
780	+0,004	+0,004	+0,003	+0,002	+0,001	+0,001	0,000	−0,001	−0,001	−0,002	−0,003

Tafel 16 σ Argumente b = Barometerstand in mm, t = Lufttemperatur in Celsiusgraden

b \ t	−20°	−15°	−10°	−5°	0°	+5°	+10°	+15°	+20°	+25°	+30°
mm											
600	−0,11	−0,13	−0,14	−0,16	−0,17	−0,19	−0,20	−0,22	−0,23	−0,24	−0,26
10	,09	,11	,13	,14	,16	,18	,19	,20	,22	,23	,24
20	,08	,10	,11	,13	,15	,16	,18	,19	,21	,22	,23
30	,06	,08	,10	,12	,13	,15	,16	,18	,19	,21	,22
40	,05	,07	,08	,10	,12	,13	,15	,17	,18	,19	,21
650	−0,03	−0,05	−0,07	−0,09	−0,11	−0,12	−0,14	−0,15	−0,17	−0,18	−0,19
60	−0,02	,04	,06	,07	,09	,11	,12	,14	,15	,17	,18
70	0,00	,02	,04	,06	,08	,09	,11	,13	,14	,16	,17
80	+0,01	−0,01	,03	,05	,06	,08	,10	,11	,13	,14	,16
90	,03	+0,01	−0,01	,03	,05	,07	,08	,10	,12	,13	,15
700	+0,04	+0,02	0,00	−0,02	−0,04	−0,05	−0,07	−0,09	−0,10	−0,12	−0,13
10	,06	,03	+0,01	0,00	,02	,04	,06	,07	,09	,11	,12
20	,07	,05	,03	+0,01	−0,01	,03	,04	,06	,08	,09	,11
30	,08	,06	,04	,02	0,00	−0,01	,03	,05	,06	,08	,10
40	,10	,08	,06	,04	+0,02	0,00	−0,02	,03	,05	,07	,08
750	+0,11	+0,09	+0,07	+0,05	+0,03	+0,01	0,00	−0,02	−0,04	−0,05	−0,07
60	,13	,11	,09	,07	,05	,03	+0,01	−0,01	,03	,04	,06
70	,14	,12	,10	,08	,06	,04	,02	0,00	−0,01	,03	,05
780	+0,16	+0,14	+0,11	+0,09	+0,07	+0,05	+0,04	+0,02	0,00	−0,02	−0,03

Erganzung zu Bd II, Teil 2, S 495ff Die internationale Polarsequenz

Die im Bande II, 2 dieses Handbuches mitgeteilten Großen der Sterne der internationalen Polarsequenz sind wie dort erwahnt den Mt Wilson Conti 97 u 235 [Ap J 41, S 206 (1915) u 56, S 97 (1922)] entnommen Nach einer freundlichen Mitteilung von Prof F H SEARES halt er aber die in den Transactions Intern Astr Union 1, S 71ff (1922) gegebenen Werte fur sicherer Es seien daher in den folgenden Tabellen auch diese Großen wiedergegeben

Die Nordpolar-Sequenz

Nr	*Pg*	*Pv*	*C*	Nr	*Pg*	*Pv*	*C*
	m	m	m		m	m	m
1s	2,55	2,08	0,47	28	15,31	14,54	0,77
1	4,40	4,37	0,03	12s	15,35	14,67	0,68
2	5,24	5,28	−0,04	13s	15,51	14,54	0,97
3	5,78	5,56	0,22	29	15,87	15,21	0,66
4	5,91	5,84	0,07	14s	16,02	15,05	0,97
5	6,46	6,45	0,01	30	16,19	15,44	0,75
2s	6,47	6,30	0,17	31	16,40	15,62	0,78
3s	6,64	6,35	0,29	15s	16,57	15,71	0,86
1r	6,69	5,09	1,60	32	16,75	15,58	1,17
6	7,12	7,06	0,06	16s	16,86	15,50	1,36
7	7,38	7,55	−0,17	33	17,06	15,97	1,09
2r	7,93	6,32	1,61	17s	17,19	15,89	1,30
8	8,32	8,13	0,19	34	17,24	16,29	0,95
9	8,93	8,83	0,10	35	17,63	16,94	0,69
3r	8,96	7,57	1,39	36	17,78	16,80	0,98
10	9,11	9,06	0,05	18s	17,94	16,91	1,03
4r	9,18	8,27	0,91	37	18,01	16,81	1,20
11	9,77	9,56	0,21	19s	18,16	16,95	1,21
12	10,08	9,77	0,31	38	18,20	17,05	1,15
5r	10,16	8,63	1,53	39	18,58	17,13	1,45
4s	10,31	9,83	0,48	20s	18,60	17,19	1,41
13	10,52	10,37	0,15	21s	18,65	17,33	1,32
6r	10,53	9,24	1,29	22s	18,75	17,13	1,62
14	10,92	10,56	0,36	23s	18,70	17,41	1,29
7r	10,96	9,87	1,09	40	18,87	17,29	1,58
5s	11,07	10,06	1,01	24s	18,88	17,34	1,54
15	11,27	10,88	0,39	25s	18,84	17,38	1,46
6s	11,36	10,72	0,64	26s	18,89	—	—
8r	11,44	10,46	0,98	41	19,02	17,47	1,55
16	11,58	11,22	0,36	27s	19,08	17,43	1,65
17	11,88	11,30	0,58	42	19,18	—	—
9r	11,95	—	—	28s	19,23	—	—
18	12,28	11,90	0,38	29s	19,28	—	—
10r	12,61	12,03	0,58	30s	19,52	—	—
7s	12,62	12,04	0,58	43	19,53	—	—
19	12,68	12,24	0,44	31s	19,49	—	—
20	12,98	12,52	0,46	32s	19,56	—	—
11r	13,22	12,07	1,15	44	19,59	—	—
21	13,34	12,49	0,85	33s	19,68	—	—
22	13,46	12,84	0,62	34s	19,70	—	—
23	13,59	13,00	0,59	45	19,80	—	—
12r	13,78	12,47	1,31	35s	19,86	—	—
24	13,92	13,31	0,61	36s	19,48	—	—
25	14,10	13,58	0,52	37s	19,65	—	—
8s	14,49	13,77	0,72	46	19,82	—	—
26	14,61	13,69	0,92	38s	20,10	—	—
9s	14,73	13,74	0,99				
27	14,89	14,25	0,64				
10s	15,28	14,52	0,76				
11s	15,30	14,35	0,95				

Zusatz-Sterne

Nr	*Pg*	*Pv*	*C*	Nr	*Pg*	*Pv*	*C*
	m	m	m		m	m	m
125	14,77	14,37	0,40	401	14,51	13,70	0,81
126	15,61	14,65	0,96	403	14,51	13,83	0,68
127	14,19	13,31	0,88	424	14,48	13,77	0,71
128	15,68	13,87	1,81	426	13,83	13,38	0,45
130	15,03	14,21	0,82	427	13,21	12,05	1,16
134	14,23	13,54	0,69	439	14,72	13,49	1,23
139	15,27	13,96	1,31				
142	14,46	13,71	0,75				
146	14,26	13,56	0,70				
151	13,71	12,66	1,05				
152	14,55	13,76	0,79				
154	14,90	14,36	0,54				
158	15,17	14,57	0,60				
159	15,20	14,50	0,70				
163	15,41	13,93	1,48				
164	16,05	15,03	1,02				
172	13,75	12,24	1,51				
176	14,35	13,78	0,57				
188	16,28	15,27	1,01				
202	16,12	15,41	0,71				
205	15,96	15,08	0,88				
214	15,42	14,66	0,76				
215	15,43	13,69	1,74				
218	15,46	14,11	1,35				
226	14,90	14,15	0,75				
256	14,65	13,84	0,81				
258	16,04	15,22	0,82				
277	15,34	14,56	0,78				
283	14,87	13,50	1,37				
286	15,97	14,96	1,01				
295	15,58	14,93	0,65				
297	15,84	14,79	1,05				
301	16,24	15,57	0,67				
311	15,00	14,34	0,66				
319	14,44	13,61	0,83				
329	14,32	13,51	0,81				
334	15,22	14,44	0,78				
335	16,12	15,11	1,01				
336	14,91	13,97	0,94				
338	14,72	13,84	0,88				
341	15,16	14,02	1,14				
342	14,87	14,09	0,78				
345	13,78	12,05	1,73				
350	11,00	10,71	0,29				
358	15,27	14,34	0,93				
362	13,07	12,27	0,80				
368	15,76	14,48	1,28				
378	14,11	12,81	1,30				
389	13,56	12,90	0,66				
391	14,56	13,83	0,73				

Sachverzeichnis.

Druck der Spamer A.-G. in Leipzig